



# CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE L'INCIDENCE DES ECOULEMENTS PULSES SUR LE COMPORTEMENT D'UNE TURBINE DE SURALIMENTATION AUTOMOBILE

C. Couderc

## ► To cite this version:

C. Couderc. CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE L'INCIDENCE DES ECOULEMENTS PULSES SUR LE COMPORTEMENT D'UNE TURBINE DE SURALIMENTATION AUTOMOBILE. Milieux fluides et réactifs. Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2012. Français. NNT : . tel-01208081

**HAL Id: tel-01208081**

**<https://hal.science/tel-01208081>**

Submitted on 1 Oct 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

*Ecole Centrale de Nantes*

**ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES POUR L'INGENIEUR, GEOSCIENCES, ARCHITECTURES**

Année 2012

## **Thèse de Doctorat**

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

Présentée et soutenue publiquement par :

**CYRIL COUDERC**

le 21 décembre 2012  
à l'Ecole Centrale de Nantes

# **CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE L'INCIDENCE DES ECOULEMENTS PULSES SUR LE COMPORTEMENT D'UNE TURBINE DE SURALIMENTATION AUTOMOBILE**

## **JURY**

Président :	M. Farid BAKIR	Professeur – Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Paris.
Rapporteurs :	M. Georges DESCOMBES M. Bernard DESMET	Professeur – Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris Professeur – Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis
Examineurs :	M. Pascal CHESSE M. David CHALET	Maître de Conférences HDR – Ecole Centrale de Nantes. Maître de Conférences HDR – Ecole Centrale de Nantes.

---

Directeur de thèse : M. Pascal CHESSE  
Laboratoire : L.H.E.E.A., UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes  
Co-directeur : M. David CHALET  
Laboratoire : L.H.E.E.A., UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes

N°ED : 498-261



# Remerciements

---

*En premier lieu, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse. Mes remerciements vont tout d'abord à l'endroit de monsieur le professeur Farid BAKIR, président du jury de thèse. Je remercie également les deux rapporteurs de ce mémoire, monsieur le professeur Bernard DESMET et monsieur le professeur Georges DESCOMBES, pour leur analyse critique et constructive de ce travail. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à monsieur Fabrice VIDAL, membre du jury et membre du comité de suivi de thèse, pour l'intérêt porté à ce travail ainsi que pour sa sollicitude à mon égard. Par ailleurs, j'adresse aussi des remerciements chaleureux à l'endroit des deux autres membres du comité de suivi de thèse, messieurs Alain LEFEBVRE et Laurent GAGNEPAIN.*

*Je remercie également mes deux encadrant, monsieur Pascal CHESSE et monsieur David CHALET ; ainsi que l'ensemble du personnel du département de recherche en Thermodynamique des Systèmes Moteurs.*

*Je tiens aussi à remercier profondément l'ensemble du personnel technique, tout particulièrement Michel VIOLLEAU, Arnaud MUCHERIE, Nicolas PERROT et Guillaume GOUMY, pour son travail, son soutien technique et sa bonne humeur.*

*Je tiens aussi à saluer et à témoigner ma plus profonde gratitude à tous les doctorants que j'ai pu côtoyer au cours de cette thèse, notamment ceux de l'équipe TSM et DAUC : Adrien, Anthony, Carina, Cédric, Guanqin, Hani, Magda, Rémi, Samiur, Song, Vera et tous les autres.*

*Je remercie aussi tous ceux que j'ai pu côtoyer au cours de ces années et que j'ai involontairement omis de mentionner.*

*Enfin, j'adresse mes plus sincères et mes plus chaleureux remerciements à tous mes proches et amis, qui m'ont toujours soutenu et encouragé au cours de ce travail.*





# Table des matières

---

<b>Remerciements.....</b>	<b>3</b>
<b>Table des matières .....</b>	<b>3</b>
<b>Nomenclature .....</b>	<b>5</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>9</b>
<b>Chapitre I – Analyse Bibliographique .....</b>	<b>11</b>
I.1. - Introduction à la suralimentation des moteurs :.....	12
I.1.1. - Objectifs et moyens technologiques :.....	12
I.1.2. - Les turbocompresseurs :.....	14
I.1.3. - Principes généraux :.....	15
I.1.4. - Les transferts thermiques :.....	23
I.2. - Fondamentaux de la dynamique des gaz :.....	27
I.2.1. - Mise en équation :.....	27
I.2.2. - Caractéristique des gaz :.....	31
I.2.3. - Calcul du frottement pariétal :.....	31
I.2.4. - Modélisation des transferts thermiques :.....	32
I.3. - Méthodes de résolution :.....	32
I.3.1. - La méthode acoustique :.....	33
I.3.2. - La méthode des caractéristiques :.....	33
I.3.3. - Les méthodes de résolutions numériques :.....	34
I.4. - Caractérisation et modélisation des turbines de suralimentation fonctionnant en régime pulsé : ..	36
I.4.1. - L'approche quasi-statique :.....	38
I.4.2. - Les méthodes d'extrapolation des champs de turbomachines :.....	39
I.4.3. - Les différentes architectures des modèles numériques : .....	40
I.4.4. - Les modèles multi-dimensionnels :.....	56
I.5. - Essais expérimentaux des turbines de suralimentation fonctionnant en régime pulsé : .....	59
I.6. - Méthodes et moyens d'essais : .....	65
I.6.1. - Caractérisation de l'instationnarité : .....	65
I.6.2. - L'analyse des performances de la turbine en écoulement pulsé :.....	68
I.6.3. - La structure des bancs d'essais instationnaires : .....	71
<b>Chapitre II – Description et analyse des modèles bibliographiques.....</b>	<b>85</b>
II.1. - Description du modèle de Payri : .....	86
II.1.1. - Modélisation de l'écoulement au sein dans la turbine : .....	87
II.1.2. - Modélisation de la puissance récupérée par la turbine :.....	91
II.2. - Description du modèle de Serrano : .....	93

II.2.1. - Calcul du degré de réaction : .....	93
II.2.2. - Le modèle d'écoulement : .....	98
II.2.3. - Modélisation du travail de la turbine : .....	102
II.3. - Le codage des modèles : .....	103
II.3.1. - L'architecture générale du processus de modélisation : .....	103
II.3.2. - Codage du tube d'admission à la turbine : .....	104
II.3.3. - Le codage du tube d'échappement de la turbine : .....	106
II.3.4. - Méthode d'excitation en pression : .....	110
II.4. - Comparaison numérique des modèles : .....	111
II.4.1. - Simulations en régime d'écoulement permanent : .....	111
II.4.2. - Simulations en régime d'écoulement instationnaire : .....	114
<b>Chapitre III – Description et analyse des modèles développés. ....</b>	<b>135</b>
III.1. - Méthode d'extrapolation des champs caractéristiques de la turbine : .....	137
III.1.1. - L'extrapolation du champ des débits de la turbine : .....	137
III.1.2. - L'extrapolation du champ des rendements de la turbine : .....	139
III.2. - Description et codage des modèles : .....	142
III.2.1. - Expression des conditions aux limites avec l'extérieur : .....	142
III.2.2. - Le modèle à simple singularité : .....	144
III.2.3. - Le modèle de turbine avec un volume 0D en amont d'une simple singularité : .....	146
III.2.4. - Le modèle de turbine avec un volume 1D en amont d'une simple singularité : .....	153
III.3. - Comparaison numérique des modèles : .....	154
III.3.1. - Simulations en régime d'écoulement stationnaire : .....	154
III.3.2. - Simulations en régime d'écoulement instationnaire : .....	156
<b>Chapitre IV – Etude expérimentale. ....</b>	<b>177</b>
IV.1. - Les moyens de mesures : .....	178
IV.1.1. - Description du banc de turbocompresseurs : .....	178
IV.1.2. - Instrumentation et traitement des données : .....	180
IV.1.3. - Incertitudes de mesures et répétabilité : .....	181
IV.2. - Détermination expérimentale du rendement isentropique d'une turbine en écoulement pulsé	182
IV.2.1. - Objectif : .....	182
IV.2.2. - Campagnes expérimentales : .....	182
IV.2.3. - Eléments sur les capteurs et moyens de mesure : .....	183
IV.2.4. - Démarche pour tenter de mesurer les rendements instantanés : .....	188
IV.2.5. - Application de la démarche : .....	194
IV.2.6. - Analyse de la sensibilité de la démarche aux différents paramètres : .....	201
IV.3. - Le comportement acoustique d'une turbine : .....	206
IV.3.1. - Détermination de la fréquence du circuit tubulaire seul : .....	206
IV.3.2. - Détermination de la fréquence du circuit tubulaire accouplé au turbocompresseur : .....	208
<b>Conclusion et perspectives.....</b>	<b>213</b>
<b>Annexes. ....</b>	<b>219</b>

# Nomenclature

Symboles latins	Unité	Signification
a	$\text{m.s}^{-1}$	Célérité du son
Ap	Pa	Amplitude des pulsations de pression
AFR	-	Rapport de mélange air/carburant
B	-	Vecteur représentant les termes sources
C	$\text{m.s}^{-1}$	Vitesse pour l'étude du fonctionnement des turbomachines
Cd	-	Coefficient de décharge
Cf	-	Coefficient de frottement
CFL	-	Coefficient de stabilité défini par Courant-Friedrichs-Lewy
Cp	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique à pression constante
Cv	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique à volume constant
Cθ	$\text{m.s}^{-1}$	Vitesse
e	m	Epaisseur
E	$\text{kJ.kg}^{-1}$	Energie
freq	Hz	Fréquence
F	-	Vecteur flux relatif à la dynamique des gaz
f	-	Fonction
$f_{\text{frot}}$	-	Coefficient de frottement
DFT	-	Transformée de Fourier Discrète d'un signal
FFT	-	Transformée de Fourier Rapide d'un signal
g	-	Coefficient d'évolution polytropique lié au rotor
G	$\text{m.s}^{-2}$	Terme résultant des forces de frottement pariétal
h	$\text{J.kg}^{-1}$	Enthalpie par unité de masse
H	J	Enthalpie
ht	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	Coefficient d'échange thermique
i	-	Variable
J	$\text{kg.m}^2.\text{rad}^{-2}$	Inertie
k	-	Coefficient d'évolution polytropique lié au stator
L	m	Longueur
m	kg	Masse
$\dot{m}$	$\text{kg.s}^{-1}$	Débit masse pour les principes généraux
M	-	Nombre de mailles
Ma	-	Nombre de Mach
n	-	Coefficient d'évolution polytropique global
N	$\text{tr.min}^{-1}$	Vitesse de rotation
NRed	$\text{tr.min}^{-1}.\text{K}^{-0.5}$	Vitesse réduite
Nu	-	Nombre de Nusselt
P	Pa	Pression
Pcsg	Pa	Pression moyenne de consigne
Pr	-	Nombre de Prandtl
qe	$\text{W.kg}^{-1}$	Taux de quantité de chaleur transférée
Q	W	Puissance due aux échanges de chaleur avec l'extérieur
$Q_f$	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$	Débit volume de carburant
Qm	$\text{kg.s}^{-1}$	Débit masse

QmRed	$\text{kg.K}^{1/2}.\text{s}^{-1}.\text{bar}^{-1}$	Débit masse réduit
r	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Constante massique du gaz parfait
R	-	Degré de Réaction
Re	-	Nombre de Reynolds
s	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Entropie
S	$\text{m}^2$	Surface
Sgeo	$\text{m}^2$	Surface géométrique
St	-	Nombre de Strouhal
t	s	Temps
T	K	Température
Tp	s	Période du signal pulsé
Tparoi	K	Température de paroi
u	$\text{m.s}^{-1}$	Vitesse d'écoulement
U	$\text{m.s}^{-1}$	Vitesse linéaire du rotor pour l'étude du fonctionnement des turbomachines
Vol	$\text{m}^3$	Volume
$\dot{W}$	W	Puissance
W	-	Vecteur représentant les inconnues relatives à la dynamique des gaz
W	$\text{m.s}^{-1}$	Vitesse pour l'étude du fonctionnement des turbomachines
Wo	-	Nombre de Womersley
x	m	Variable de dimension
Z	$\text{Pa.s.m}^{-3}$	Impédance acoustique

Symboles grecs	Unité	Signification
$\alpha_s$	-	Incrément en temps des schémas aux différences finies usuels
$\alpha$	degré	Angle
$\alpha$	-	Nombre de Womersley
$\alpha_1$	degré	Angle d'ouverture des aubages du stator
$\beta$	degré	Angle
$\beta_s$	-	Incrément en espace des schémas aux différences finies usuels
$\gamma$	-	Rapport des chaleurs spécifiques
$\delta$	degré	Angle de déviation
$\delta\rho$	$\text{kg.m}^{-3}$	Faible perturbation de la masse volumique
$\delta p$	Pa	Faible perturbation de pression
$\delta s$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Faible perturbation d'entropie
$\delta u$	$\text{m.s}^{-1}$	Faible perturbation de vitesse
$\Delta x$	m	Pas d'espace
$\Delta t$	s	Pas de temps
$\varepsilon$	-	Ecart moyen sur un terme entre la solution analytique et le calcul
$\varepsilon_c$	-	Facteur de correction
$\xi$	-	Coefficient de pertes
$\eta$	-	Rendement
$\theta$	degré	Angle
$\lambda$	s	Longueur d'onde
$\lambda_f$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Conductivité thermique du fluide
$\mu$	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$	Viscosité dynamique du fluide
$\nu$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique du fluide
$\rho$	$\text{kg.m}^{-3}$	Masse volumique du fluide
$\sigma$	$\text{s.m}^{-1}$	Rapport du pas de temps sur le pas d'espace
$\tau_f$	$\text{N.m}^{-2}$	Contrainte tangentielle de frottement
$\tau_p$	-	Taux de détente
$\tau_{crg}$	-	Taux de détente corrigé
$\tau_{crit}$	-	Taux de détente critique
$T_m$	N.m	Couple mécanique
$T_{turb}$	N.m	Couple mécanique développé par la partie turbine

$T_{comp}$	N.m	Couple mécanique développé par la partie compresseur
$T_{frot}$	N.m	Couple mécanique de frottement
$\varnothing$	m	Diamètre
$\Phi$	-	Ratio entre la partie instationnaire et la partie stationnaire d'une onde
$\phi$	rad.s <sup>-1</sup>	Déphasage
$\Omega$	Hz	Pseudo-pulsation
$\omega$	rad.s <sup>-1</sup>	Pulsation

Indices	Signification
0	Etat de référence
1	Etat au point intermédiaire (= sortie stator et entrée rotor)
2	Etat final
abs	Absolue
adia	Adiabatique
Amont	Ecoulement amont (entrant)
atm	Atmosphère
Aval	Ecoulement aval (sortant)
C	Compresseur pour les équations des principes généraux
cor	Valeur Corrigée
csg	Valeur de consigne en régime stationnaire
e	Entrée
eff	Effectif
exct	Relatif à l'excitation en pression du modèle
exp	Expérimental
ext	Extérieur
$f$	Carburant - combustion
frot	Terme lié au frottement pariétal
i	Positionnement en espace de l'élément discrétisé
init	Initial
int	Point de passage intermédiaire = frontière stator / rotor
is	Isentropique
mot	Moteur
n	Instant n dans la tubulure discrétisée
opt	Optimal
ref	Référence
roue	Roue
R	Rotor pour les équations des principes généraux
Rt	Rotor
S	Stator pour les équations des principes généraux
s	Sortie
St	Stator
turb	Turbine
T	Turbine pour les équations des principes généraux
TGV	Turbine à Géométrie Variable
T-s	Total à statique
tube	Tube
turb	Turbine
Vol	Volume

Exposants	Signification
*	Valeur totale
n	Positionnement en temps de l'élément discrétisé



# Introduction

---

*La diminution des émissions de gaz à effet de serre des moteurs automobiles et l'augmentation des prix des carburants, conduisent les constructeurs à devoir développer des moteurs toujours plus performants en vue de baisser leur consommation de carburant. Pour y arriver, les constructeurs automobiles européens comptent beaucoup sur la diminution de la cylindrée des moteurs à iso-performance (c'est-à-dire le downsizing). Cette méthode permet notamment d'utiliser le moteur dans des zones de meilleur rendement. Mais cette technique passe par l'augmentation du taux de suralimentation, réalisée le plus souvent par un turbocompresseur. Dans ce cas, l'optimisation de la récupération de l'énergie des gaz d'échappement par la turbine est nécessaire afin de garantir des performances correctes du moteur, en fonctionnement stabilisé et en fonctionnement transitoire. Cette énergie est disponible sous forme cinétique et thermique. Le flux des gaz d'échappement est à la fois fortement instationnaire et compressible. La turbine est chargée de convertir cette énergie en travail mécanique qui est le lieu de phénomènes complexes, encore mal compris. Ce manque de connaissance est amplifié par la diversité des systèmes qui existent actuellement :*

- *Alimentation simple*
- *Waste gate*
- *Twin scroll*
- *Turbine à géométrie variable*

*L'objectif de cette thèse est d'analyser et comprendre, les phénomènes et les paramètres influençant les performances d'une turbomachine fonctionnant en régime d'écoulement pulsé, et de proposer une modélisation innovante permettant la prédiction des performances de la turbomachine dans ces mêmes conditions.*

*Le travail de recherche proposé s'est donc appuyé sur une analyse bibliographique (chapitre 1) de l'état de l'art dans le domaine expérimental et dans le domaine des méthodes numériques.*

*Suite à cela, dans le chapitre 2, le codage des deux modèles les plus aboutis issus de la bibliographie a été effectué. Une série d'analyses quantitatives, qualitatives et acoustiques a été menée en vue de caractériser les deux modèles sélectionnés.*

*Ensuite, le chapitre 3 présente trois modèles développés au laboratoire, se basant tous trois sur une méthode d'interpolation directe des champs des valeurs caractéristiques extrapolées. Chaque modèle propose néanmoins une architecture et des modèles de volume différents. Ici aussi, une*



*série d'analyses quantitatives, qualitatives et acoustiques a été effectuée en vue de caractériser et de comparer le comportement des trois modèles proposés.*

*Enfin, le chapitre 4 présente une méthode expérimentale d'analyse des performances instantanées d'une turbomachine fonctionnant en régime d'écoulement pulsé. Une critique de l'analyse et une analyse de la réponse acoustique d'une turbomachine sont aussi présentées dans ce chapitre.*

# Chapitre I – Analyse Bibliographique

---

*La récupération d'énergie à l'échappement par l'utilisation d'un turbocompresseur est une solution technique très utilisée à ce jour dans le domaine de la propulsion automobile. La turbine est alors alimentée en énergie par les gaz d'échappement qui sont de nature instationnaire et compressible. La détermination de la puissance récupérée au niveau de la turbine nécessite donc de modéliser l'ensemble des phénomènes physiques affectant cette turbine. L'objectif de ce chapitre est de rassembler les éléments bibliographiques liés au fonctionnement de la turbine.*

*Après une introduction relative à la caractérisation d'un turbocompresseur (paragraphe I.1), les deuxième et troisième parties de ce chapitre présentent les équations fondamentales de la dynamique des gaz ainsi que les schémas numériques pouvant être utilisés pour résoudre ces équations dans les éléments connectés à la turbine. Dans la quatrième partie, le fonctionnement des turbines en régime pulsé est présenté. Le but est ici de faire le point sur les différentes études dans ce domaine et qui ont abouti à une modélisation complète de la turbine. Enfin, les deux dernières parties permettent de faire un bilan sur les moyens expérimentaux pouvant être utilisés afin d'étudier les turbines de suralimentation soumises à une alimentation pulsée.*

## I.1. - INTRODUCTION A LA SURALIMENTATION DES MOTEURS :

### I.1.1. - Objectifs et moyens technologiques :

Compte tenu des enjeux environnementaux et du durcissement des mesures d'engagement climatiques depuis la Convention-Cadre des Nations Unies en 1992 [1], du Protocole de Kyoto en 1998 [2], du sommet de Copenhague en 2009 [3] et enfin du sommet sur les effets du changement climatique à Cancun en 2010 [4], les constructeurs d'automobiles, notamment, sont soumis à une forte pression du peuple et des pouvoirs publics. De fait, la diminution des émissions de CO<sub>2</sub> des moteurs automobiles, ainsi que des émissions polluantes, constitue l'un des enjeux majeurs des années à venir (voir Figure I-1).

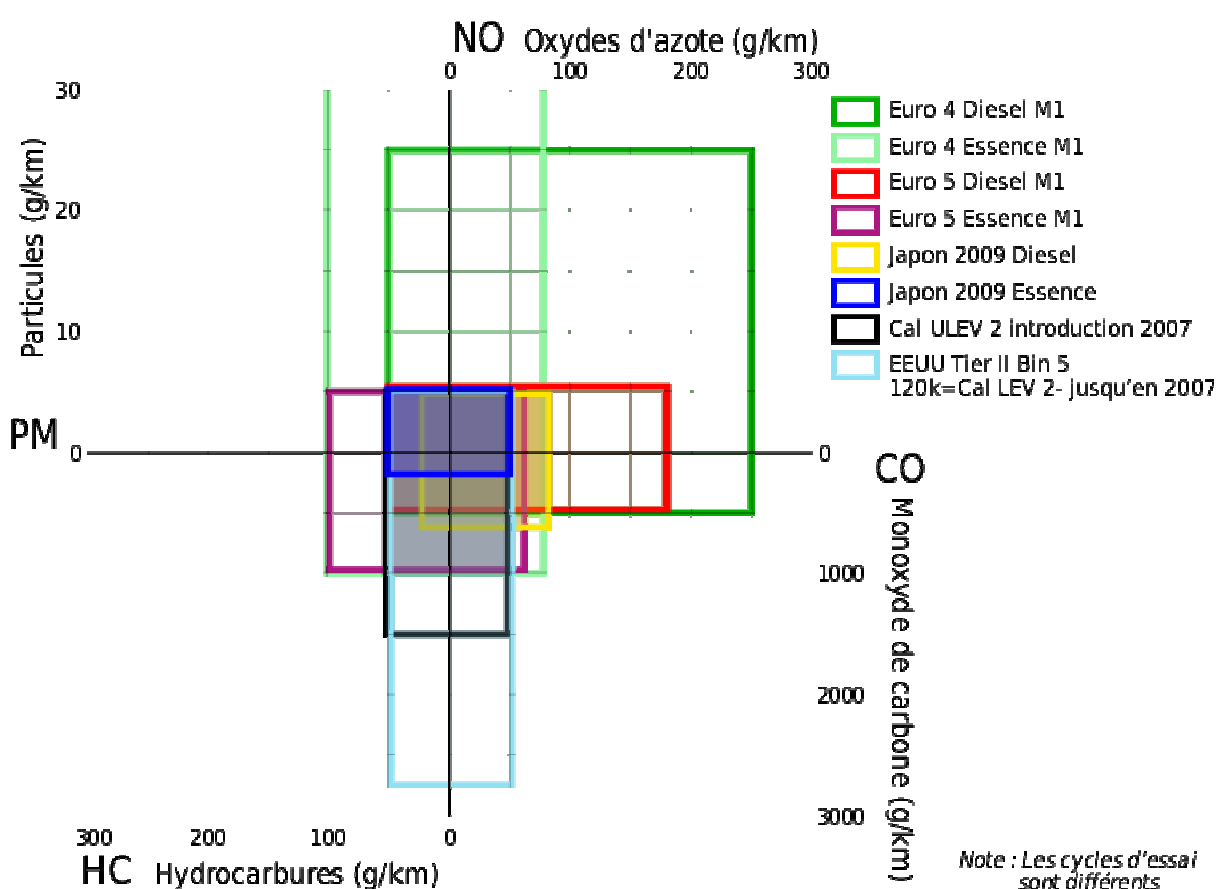


Figure I-1 : Comparaison des valeurs limites d'émissions des voitures dans l'UE, au Japon et aux USA[5].

L'ACEA (Association des Constructeurs Européens d'Automobiles) s'était engagée à ramener à 130g/km les émissions de CO<sub>2</sub> sur cycle NEDC pour 2012/2015. Le règlement [6] fixe un objectif d'émission de gaz à effet de serre, applicable à partir de 2020 au parc de voitures neuves, de 95 g de CO<sub>2</sub>/km.

La puissance maximale qu'un moteur à combustion interne peut fournir est limitée par la quantité de carburant qui peut être brûlée d'une manière efficace à l'intérieur des cylindres de ce dernier. Cette qualité est limitée par la quantité d'air introduite à chaque cycle dans les cylindres. Cependant, si l'air introduit est

comprimé, avant d'entrer dans le cylindre, à une plus forte pression que celle de l'air ambiant, la puissance maximale qu'un moteur de dimensions finies puisse délivrer en sera augmentée [7]. En effet, la puissance fournie par un moteur 4 temps peut être calculée par la formule (I-1) comme l'a présenté Baines [8] :

$$\dot{W}_{mot} = \frac{1}{2} \cdot \eta_{vol} \cdot \rho_{air} \cdot Vol_{mot} \cdot N_{mot} \cdot \eta_f \cdot Q_f \cdot \left( \frac{1}{AFR} \right) \quad (I-1)$$

Une des techniques de réduction de la consommation de carburant des moteurs automobiles est le downsizing. Le downsizing consiste à réduire la cylindrée d'un moteur tout en préservant ses performances. Pour cela, la suralimentation alliée à d'autres moyens technologiques tels que l'injection directe, permettent d'y parvenir.

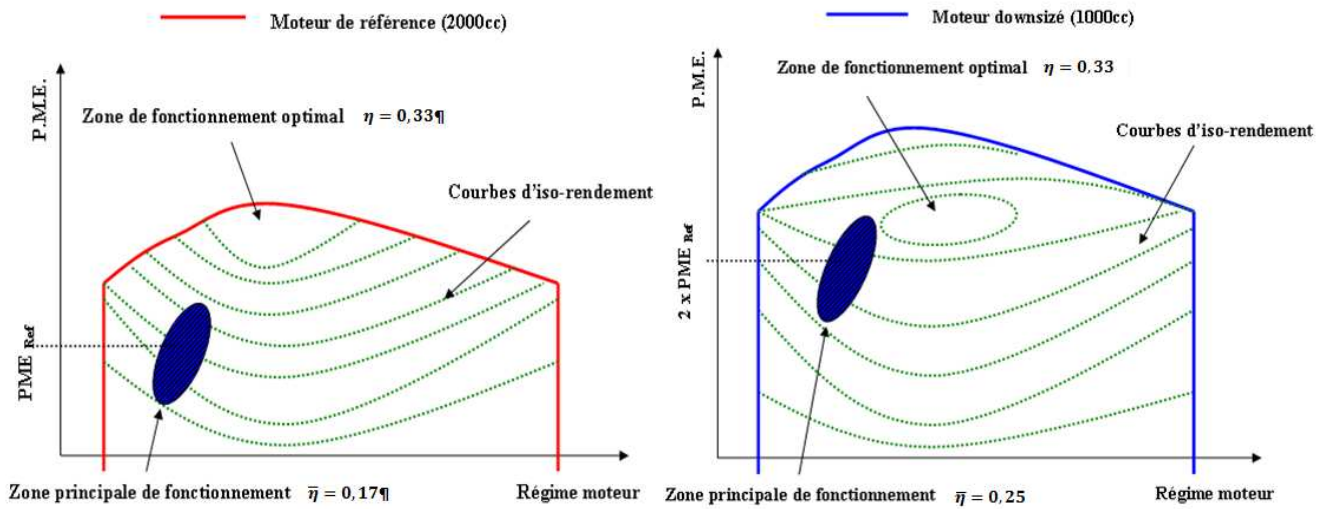


Figure I-2 : Comparaison des performances d'un moteur atmosphérique de référence et d'un moteur downsizé.

Le downsizing permet notamment d'utiliser le moteur dans des zones de meilleur rendement, comme indiqué sur la Figure I-2. Cette technique passant par l'augmentation du taux de suralimentation est réalisée le plus souvent par un turbocompresseur. Dans ce cas, l'optimisation de la récupération de l'énergie des gaz d'échappement par la turbine est nécessaire afin de garantir des performances moteur correctes en fonctionnement stabilisé et transitoire. Cette énergie est disponible sous forme cinétique et thermique. Le flux des gaz d'échappement est à la fois fortement instationnaire et compressible. La turbine, qui est chargée de convertir cette énergie en travail mécanique est donc le lieu de phénomènes complexes qui sont encore mal compris. Ce manque de connaissance est amplifié par la diversité des systèmes qui existent actuellement [10],[11, 12] (Alimentation simple, Waste-gate, Twin-scroll, Turbine à géométrie variable, etc...), ainsi que par la diversité des applications aux moteurs à cycle Diesel, et de plus en plus aux moteurs à essence des véhicules de série fonctionnant sur le principe du cycle de Beau de Rochas [13], [14] et [15].

### I.1.2. - Les turbocompresseurs :

Cette section a pour but de détailler de manière succincte le fonctionnement, les applications et les avantages/inconvénients des turbocompresseurs. Le principe de base n'a pas fondamentalement changé depuis l'époque (1905) de son inventeur, l'ingénieur suisse Alfred Büchi. Un turbocompresseur est constitué d'un compresseur et d'une turbine, reliés par un arbre commun (voir Figure I-3). Cet arbre de liaison est supporté par des paliers lisses (hydrodynamiques) ou, plus récemment, par des cages de roulements à billes [16]. La turbine est entraînée par les gaz d'échappement et fournit l'énergie d'entraînement du compresseur.

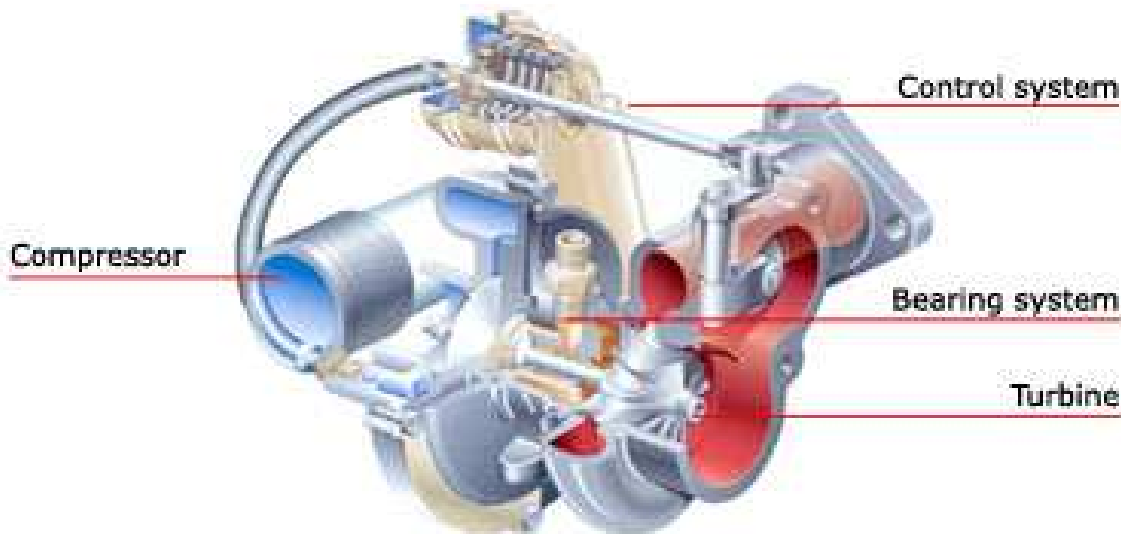


Figure I-3 : Un turbocompresseur Automobile [17].

Les turbines de turbocompresseur peuvent être distinguées en trois grandes classes, celles à géométrie axiale, à géométrie radiale ou à géométrie mixte [11] [18]. Celles ayant une géométrie radiale sont les plus couramment utilisées pour les applications liées au domaine de la propulsion terrestre (autos, motos, camions et engins agricoles) ; tandis que les turbines à géométrie axiale sont généralement utilisées pour des applications à fortes puissances et ayant des régimes de fonctionnement plutôt continus, tel que les propulsions ferroviaires, marines, aéronautiques, ainsi que les installations fixes de production d'électricité du type cogénération, nucléaire... [19] [20] [21] [22]

Le grand avantage des turbines radiales, outre leur compacité, est qu'elles maintiennent un rendement relativement élevé même lorsqu'elles sont réduites à de très petites tailles. De plus, elles sont plus simples et moins coûteuses à fabriquer que les turbines à flux axial qui, pour les mêmes applications deviennent moins efficaces en raison d'aubages très courts et du passage étroit de l'écoulement, lequel entraîne un blocage dans la couche limite haute [23].

Le besoin spécifique du rapport de compression d'un turbocompresseur varie selon les applications. Pour les moteurs essences, les niveaux de pression de suralimentation sont de l'ordre de 2/1. Par ailleurs, les turbocompresseurs utilisés sur ces types de moteurs comportent généralement une *wastegate* intégrée et font appel à des matériaux réfractaires permettant de supporter les températures des gaz jusqu'à 1000°C et parfois

plus. Tandis que, pour les motorisations de type Diesel, l'injection directe a entraîné, d'une part, une augmentation sensible des performances spécifiques portant la *pme* maximale autour de 18 bar. Le besoin en air du moteur suppose un rapport de compression supérieur à 2,4/1 et l'utilisation de turbines à *géométrie variable* est souvent nécessaire pour assurer les reprises d'accélération avec des températures « de croisière » faibles [10]. Du point de vue thermodynamique, le turbocompresseur est attrayant parce qu'il rend possible l'utilisation de l'énergie des gaz d'échappement. Typiquement, pour un moteur automobile, la part d'énergie à l'échappement représente 30 à 40% de l'énergie totale libérée à la combustion du mélange air/carburant [24], [25] comme illustré par le Tableau I-1.

Entrant		Sortant	
Energie de Combustion	300 kW	Puissance Mécanique	100 kW
		Gaz d'échappement	90 kW
		Liquide de Refroidissement	90 kW
		Convection & Radiation	20 kW

Tableau I-1 : Exemple de répartition de l'énergie dans un moteur à combustion interne [25].

Cependant, les performances du turbocompresseur sont influencées par les débits de masse d'air admis et la vitesse du moteur [26], les limitations de la gamme de débit du compresseur, et dans une moindre mesure celles de la turbine. De plus, aux basses vitesses de rotation d'un moteur de petite taille, il est difficile d'obtenir un niveau de suralimentation assez élevé en raison de l'énergie insuffisante, ou du moins limitée, présente dans les gaz d'échappement. En outre, avec les turbomachines, il faut un certain temps pour aller d'un point de fonctionnement à un autre en réponse à la demande du moteur, ce phénomène est bien connu et est appelé *retard turbo* (*turbo lag*).

### I.1.3. - Principes généraux :

#### I.1.3.1. - La turbine :

Les turbines sont des machines qui transforment l'énergie d'un fluide en énergie mécanique de rotation disponible sur un arbre permettant d'entraîner une autre machine, alternateur pour la production d'électricité, compresseur, etc.

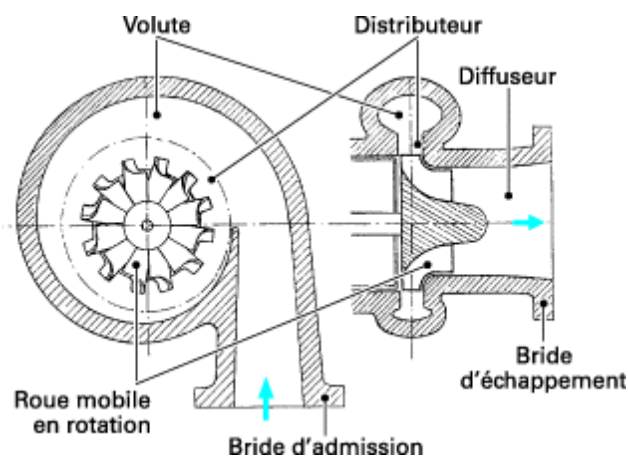


Figure I-4 : Architecture d'une turbine radiale [11].

Conformément à la représentation en Figure I-4, une turbine centripète comporte, une bride d'admission, une volute, un distributeur (*stator*), une roue mobile en rotation (*rotor*), un diffuseur et une bride d'échappement.

Le rôle de la volute est d'accélérer et de transformer un écoulement quasiment rectiligne en un écoulement axisymétrique pour alimenter le plus correctement possible l'entrée du distributeur. Le distributeur se substitue à la volute pour continuer l'accélération du fluide. Dans les petites turbines, il est souvent lisse (sans aubages) et de dimension très limitée pour des raisons d'encombrement. Le distributeur peut posséder des aubages fixes ou à calage variable et être à géométrie variable. La roue est centripète et doit être calculée pour qu'au point d'adaptation le fluide sorte axialement afin d'entrer convenablement dans le diffuseur dont la mission est de convertir l'énergie cinétique du fluide en énergie de pression.

Du point de vue thermodynamique, il s'agit de prélever de l'enthalpie au fluide, et de la convertir en puissance mécanique sur l'arbre de la turbine, traduisant ainsi le premier principe de la thermodynamique. Par ailleurs, la description fonctionnelle d'un étage turbine est assurée par quatre paramètres adimensionnels. Ces paramètres sont calculés à partir de données aérothermiques en entrée et en sortie de l'étage, du diamètre d'entrée du rotor, et des caractéristiques du fluide. Pour les machines fonctionnant à l'air, on adopte généralement une formulation simplifiée, même si cette dernière n'est pas strictement adimensionnelle. On a ainsi :

- Le *taux de détente* qui est le rapport de la pression totale d'entrée sur la pression statique de sortie :

$$\tau_p = \frac{P_e^*}{P_s} \quad (I-2)$$

- Le *débit réduit* qui correspond au débit masse traversant la turbine pondéré par la pression totale d'entrée et par la température totale d'entrée :

$$Qm_{red} = \frac{Qm \cdot \sqrt{T_e^*}}{P_e^*} \quad (I-3)$$

- La *vitesse réduite* qui correspond au taux de rotation de l'arbre pondéré par la température totale d'entrée :

$$N_{red} = \frac{N_s}{\sqrt{T_e^*}} \quad (I-4)$$

- Le *rendement* est le rapport de l'enthalpie récupérée par la turbine et de l'enthalpie idéalement récupérable au cours d'une détente isentropique :

$$\eta = \frac{\Delta h_{réel}^*}{\Delta h_{idéal}^*} \quad (I-5)$$

Bien que le rendement représente plus un outil d'évaluation de la performance d'une turbine (ou d'un étage de turbine), le taux de détente, le débit réduit et la vitesse réduite constituent les paramètres caractéristiques permettant la définition de l'état de fonctionnement de la turbine, plus communément appelé *point de fonctionnement*.

Néanmoins, un autre paramètre caractéristique est présent dans la littérature ou dans les bases de données anglo-saxonnes. Ce paramètre sert au tracé des courbes du rendement de la turbine qui ne sont plus définies en fonction du taux de détente mais en fonction du « blade speed ratio », c'est-à-dire du *rapport des vitesses à la roue*. Plus clairement, ce paramètre est défini comme étant le rapport entre la vitesse linéaire à l'entrée du rotor au niveau du sommet des aubes  $U$  sur la vitesse isentropique du fluide  $C$ , qui est la vitesse que le fluide devrait atteindre dans une tuyère idéale. L'équation (I-6) traduit l'expression de ce paramètre caractéristique :

$$\frac{U}{C} = \frac{U}{\sqrt{2 \cdot Cp \cdot T_{e-T}^* \left[ 1 - \left( \frac{P_{s-T}}{P_{e-T}^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}} \quad (\text{I-6})$$

Le rapport des vitesses à la roue est une combinaison de deux paramètres caractéristiques des performances de la machine, la vitesse de rotation et le taux de détente. L'utilité de cette démarche se situe dans le fait que les variations liées à la seule vitesse du rotor sont presque entièrement éliminées, et les données pour toutes les vitesses s'assemblent sur une seule courbe. Pour une turbine radiale conventionnelle, le maximum d'efficacité est obtenu pour un rapport de vitesse d'environ 0,7. Cette connaissance est très utile lors de la conception d'une turbine, mais elle l'est peut-être moins lors de l'appariement d'un turbocompresseur à un moteur quand une cartographie conventionnelle du rendement exprimé en fonction du taux de détente et de la vitesse de rotation de la turbine, peut être utilisée de façon équivalente.

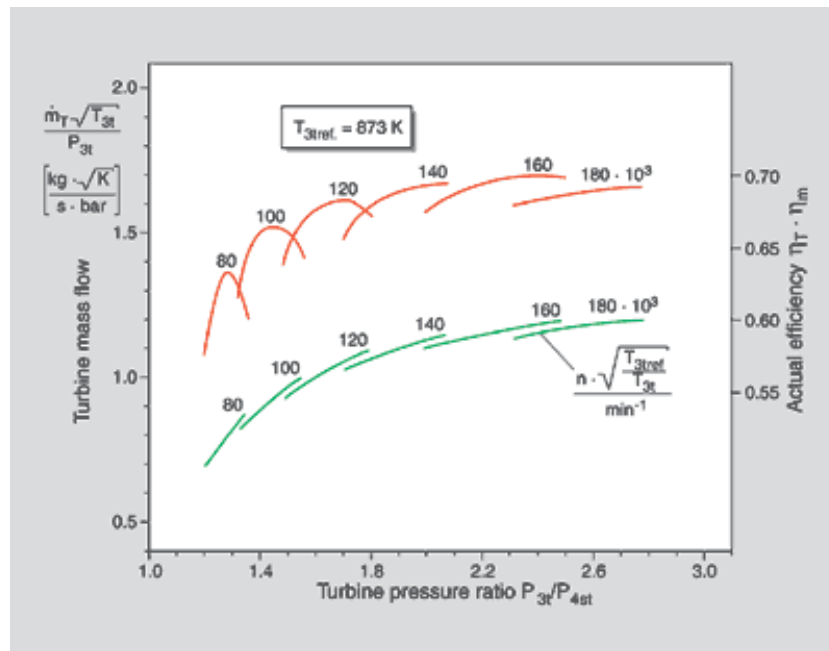


Figure I-5 : Caractéristiques de fonctionnement d'une turbine centrifète [27].

Sur la Figure I-5, est tracé en vert, le débit corrigé en fonction du taux de détente du fluide. En orange, le rendement de la turbine, tracé lui aussi en fonction du taux de détente. La détermination des valeurs du rendement de la turbine est l'objet de plusieurs études, d'autant plus que la méthode de mesure de ce paramètre a un impact significatif sur ces grandeurs [28].



On peut distinguer trois concepts, permettant de déterminer le rendement d'une turbine [29] :

- La méthode commune aux fabricants de turbocompresseur consiste d'une part à mesurer le débit d'entrée, la pression d'entrée et la pression de sortie de la turbine tout en ayant, par ailleurs, une température régulée à l'entrée de la turbine (standardisée à 600°C en général). D'autre part, on mesure le débit du compresseur, ainsi que les températures d'entrée et sortie du fluide sur la partie compresseur. Cette méthode intègre donc le rendement mécanique du turbocompresseur dans l'évaluation du rendement de la turbine. Cette méthode implique une mesure précise des pressions et notamment des températures. A cet effet, il est courant d'utiliser des sondes PT100 en lieu et place des thermocouples traditionnels. Pour cette méthode, l'expression du rendement de la turbine s'écrit de la manière suivante :

$$\eta_T = \frac{\dot{m}_C \cdot C_{P\_C} \cdot (T_{s\_C}^* - T_{e\_C}^*)}{\dot{m}_T \cdot C_{P\_T} \cdot T_{e\_T}^* \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_{s\_T}}{P_{e\_T}^*} \right)^{(\gamma_e - 1)/\gamma_e} \right)} \quad (I-7)$$

- Une méthode alternative à la précédente consiste à effectuer le même type de démarche, mais en détendant les gaz jusqu'à la pression atmosphérique. Il suffit pour cela de supprimer le collecteur d'échappement à la sortie de la turbine. Ainsi, l'évaluation du rendement s'effectue avec la même équation que précédemment.
- La troisième méthode, plus locale, consiste à mesurer le gradient thermique aux bornes de la turbine. Cela nous affranchit ainsi de la prise en compte du rendement mécanique du turbocompresseur. La contrepartie est que cette méthode est beaucoup plus sensible aux transferts thermiques. Le changement d'enthalpie isentropique (voir Eq (I-8)) est l'énergie maximale spécifique qui peut être extraite du fluide lors d'une détente isentropique. La pression et la température d'entrée ainsi que la pression de sortie de la turbine étant connues, l'extraction de l'énergie maximale spécifique peut être facilement déterminée à partir d'un diagramme d'état pour le fluide utilisé. Pour un gaz parfait on a :

$$\Delta h_{is} = C_p \cdot T_e^* \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{(\gamma_e - 1)/\gamma_e} \right) \quad (I-8)$$

Le transfert d'énergie réelle dans une turbine est plus petit que la valeur isentropique en raison des irréversibilités dans l'écoulement. Le processus réel est marqué par une augmentation de l'entropie et est représentée dans le diagramme (h-s) de la Figure I-6. Le trajet réel est incertain, car les détails des changements d'entropie au sein de la turbine ne sont généralement pas connus. En raison de la courbure des isobares, la variation d'enthalpie, associée à une augmentation de l'entropie, est inférieure à celle d'un processus isentropique. Le rendement isentropique (ou adiabatique) décrit par le rapport entre la chute réelle d'enthalpie et la chute isentropique d'enthalpie, est calculé tel que :

$$\eta_{T,T-s} = \frac{(h_0^* - h_2^*)}{\Delta h_{is}} = \frac{(h_e^* - h_s^*)}{\Delta h_{is}} \quad (I-9)$$

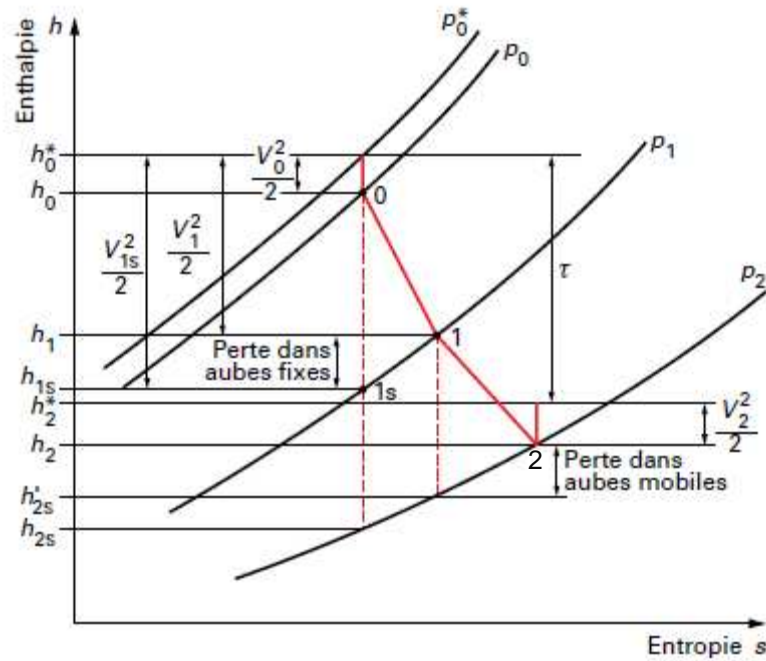


Figure I-6 : Diagramme (h-s) d'une turbine.

Le rendement est l'un des paramètres critiques qui décrit la performance de la turbine. Jusqu'à présent, nous n'avons pas précisé si la pression totale ou statique doit être utilisée à la sortie de la turbine pour le calcul de la chute d'enthalpie isentropique. En fait, l'utilisation dépend de l'application. Pour les applications où l'énergie cinétique qui quitte le rotor de la turbine est utile, la pression totale est utilisée. C'est le cas des turbines à plusieurs étages ou des turboréacteurs par exemple. Pour la plupart des applications automobiles, la turbine est évaluée au moyen de la pression de sortie statique, car l'énergie cinétique à l'échappement est habituellement dissipée dans l'atmosphère.

#### 1.1.3.2. - Le transfert de puissance sur la roue :

En suivant la deuxième loi de Newton on peut déduire le couple  $T_m$  développé sur l'arbre en fonction du taux de rotation comme le montre l'équation (I-10) :

$$T_m = \frac{d(m.r.C_\theta)}{dt} = J. \frac{d\omega}{dt} \quad (\text{I-10})$$

Avec  $J$  le moment d'inertie,  $r$  le rayon et  $m$  la quantité de masse considérée.

En régime permanent, le rapport de débit masse est constant  $\dot{m} = \frac{dm}{dt}$ . Nous pouvons donc exprimer le couple en utilisant la formule suivante, basée sur les triangles des vitesses présentés sur la Figure I-7 :

$$T_m = \dot{m} \cdot (r_e \cdot C_{\theta_e} - r_s \cdot C_{\theta_s}) \quad (\text{I-11})$$

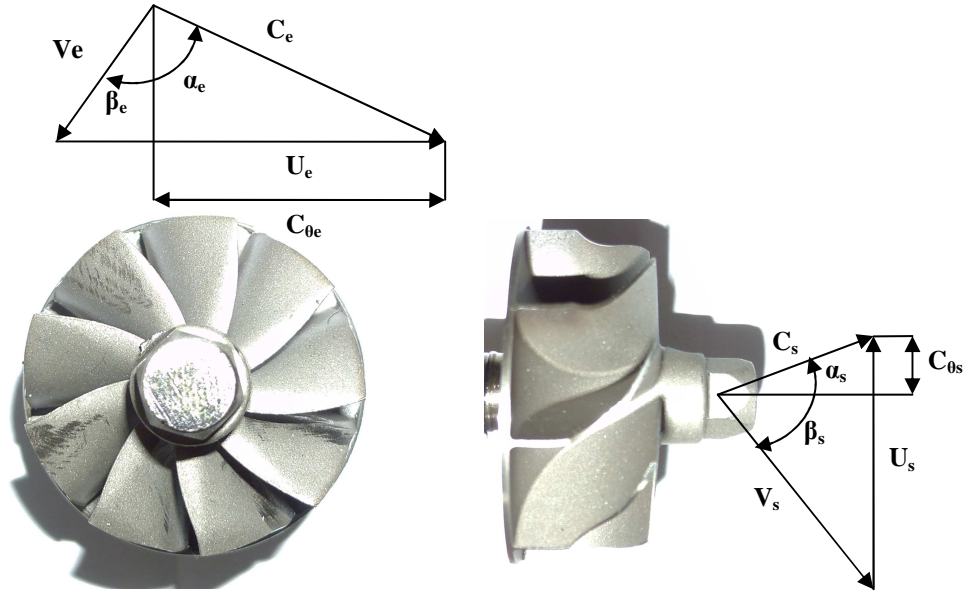


Figure I-7 : Définition des triangles de vitesses à l'entrée et à la sortie du rotor.

La base du fonctionnement des turbomachines repose sur une formulation particulière et locale du premier principe de la thermodynamique, proposée par le mathématicien Euler. Cette équation lie le travail récupéré par la turbine aux projections de la vitesse du fluide en entrée et en sortie de la roue sur la vitesse de rotation des pales.  $C$  est la vitesse dans le repère absolu ( $C_\theta$  sa projection sur la vitesse de rotation),  $V$  est la vitesse dans le repère relatif à la roue en rotation, et  $U$  est la vitesse des pales.  $V$  est, de fait, la composition de  $C$  et de  $U$  (voir Figure I-7). Ainsi partant de l'équation (I-11), et considérant que l'on a pas de variation de couple sur l'arbre (état d'équilibre) ; le travail total par unité de masse ( $\Delta h^*$ ) s'établit comme étant l'expression proposée par Euler du premier principe tel que :

$$\Delta h^* = \frac{T_m \cdot \omega}{\dot{m}} = U_e \cdot C_{\theta e} - U_s \cdot C_{\theta s} \quad (I-12)$$

L'équation d'Euler (I-12), telle que calculée ici, suppose un écoulement adiabatique à travers la turbine, car le changement d'enthalpie est uniquement autorisé dans le rotor. L'équation d'Euler concerne le transfert d'énergie thermodynamique relatif à la variation de la vitesse à l'entrée et la sortie du rotor.

Comme nous l'avons souligné dans l'expression (I-9) du rendement, le transfert de puissance peut aussi être exprimé à partir de la première loi de la thermodynamique.

$$\Delta h^* - Q = h_0^* - h_2^* = h_e^* - h_s^* \quad (I-13)$$

$Q$  est le transfert thermique entre la machine et l'environnement. Généralement, pour les températures d'entrée utilisées et pour un fonctionnement en régime établi, on considère que  $Q$  reste relativement faible. Pour de nombreux auteurs, le paramètre  $Q$  n'est pas négligeable et fait l'objet de plusieurs études.

### I.1.3.3. - *Le compresseur :*

L'étage compresseur comprend 4 parties : l'entrée, la roue, le diffuseur et la volute (Figure I-8), contenues dans un carter assurant une bonne distribution de l'air à l'entrée et la collecte de l'air comprimé en sortie.

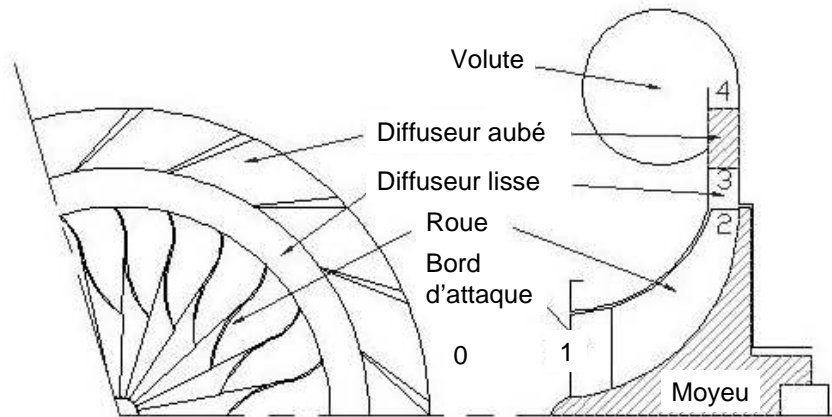


Figure I-8. Représentation schématique d'un étage de compresseur centrifuge [30].

L'entrée du compresseur est chargée de canaliser l'air jusqu'à la roue. Souvent sous la forme d'un simple tube, elle peut contenir des éléments spécifiques tels qu'un prérotateur ou un canal de retour.

La roue de compresseur donne de l'énergie au fluide la traversant en lui communiquant une vitesse de sortie élevée dépendant du taux de compression recherché.

Le diffuseur transforme l'énergie cinétique du fluide en pression. La part d'énergie convertie par le diffuseur est importante, elle est de l'ordre de 40 à 50% de l'énergie totale transférée [31]. Les diffuseurs des turbocompresseurs automobiles ne comportent pas d'aubages redresseurs. Ces diffuseurs lisses ont des rendements inférieurs à ceux comportant des aubages redresseurs mais se justifient par une grande plage d'utilisation (débit variable) et un coût moindre.

La volute est un élément capacitif chargé de collecter le fluide en sortie du diffuseur. Elle permet aussi d'augmenter la pression statique du fluide par un rôle de diffusion. Le couple diffuseur-volute a une incidence non négligeable sur le rendement global du compresseur [32] [33] [34].

Comme pour les cartographies des turbines, il existe des courbes et des paramètres caractéristiques nécessaires au tracé de ce que l'on appelle un champ compresseur. Les performances d'un compresseur sont représentées dans un champ débit-pression sur lequel sont indiquées les courbes isovitesse du compresseur, les courbes isorendement et les limites de fonctionnement comme le montre la Figure I-9. Comme pour la turbine, les valeurs réduites sont utilisées afin de permettre de garder les cartes de fonctionnement du compresseur de manière invariante par rapport aux conditions d'entrée du fluide.

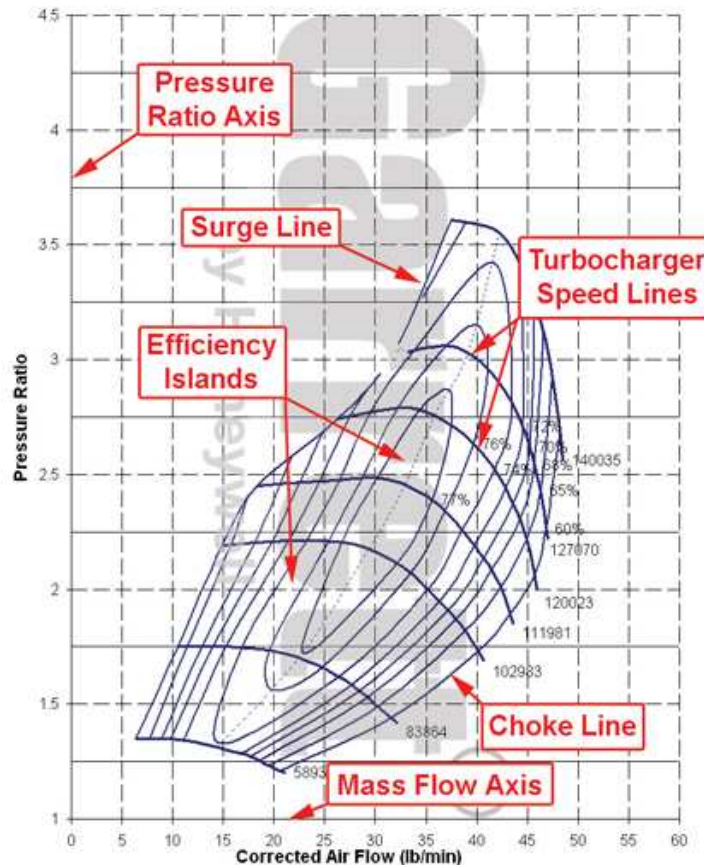


Figure I-9 : Champ caractéristique d'un compresseur centrifuge [35].

La plage d'utilisation d'un compresseur n'est pas infinie, elle est limitée par trois paramètres principaux. Tout d'abord, il s'agit de la vitesse de rotation ; une augmentation de la vitesse de rotation du compresseur entraîne une augmentation du rapport de compression. Cependant, la vitesse de rotation du compresseur est limitée par la tenue mécanique du rotor et des paliers ainsi que par les conditions aérodynamiques en sortie de roue.

Sur un champ compresseur, il n'est pas possible de décrire une isovitesse compresseur allant jusqu'à un débit nul. En effet, en franchissant la *limite de pompage* (surge line) l'énergie fournie à la roue du compresseur n'est plus suffisante pour contrer les gradients de pression adverses. Cela donne lieu à des fluctuations de pression (ondes basse fréquences) qui, lorsqu'elles deviennent trop importantes, peuvent remonter jusqu'à l'entrée du compresseur et créer des instabilités qui se traduisent par des claquements très bruyants. Ce phénomène est appelé *pompage*, et il convient de ne pas fonctionner dans ces conditions sous peine d'avoir une détérioration, voire une destruction, du turbocompresseur. La courbe caractéristique d'un compresseur centrifuge présente la limite de pompage sous la forme d'une ligne de pompage. Chessé [36] a réalisé une étude sur le pompage des compresseurs de suralimentation et l'influence des circuits de liaison moteur turbo-compresseur sur cette instabilité. Stein [37] répartit le phénomène de pompage en trois catégories :

- Le pompage classique.
- Le pompage profond.
- Le pompage modifié.

De nombreux chercheurs comme Mohtar [38], Yammine [29], et bien d'autres [34] [39] [40] ont étudié ces phénomènes et proposé des solutions pour repousser la limite de pompage des turbocompresseurs.

L'autre limite se situe quand le point de fonctionnement se déplace vers les débits d'air élevés, les isovitesse chutent rapidement, le compresseur atteint une limite de fonctionnement provoquée par le *blocage sonique* (choke line) de l'écoulement dans tout ou une partie des canaux d'air. D'un point de vue pratique, il est commun de considérer que le débit limite est atteint lorsque les valeurs du rendement isentropique sont inférieures à 0,65.

Le rendement isentropique du compresseur est l'un des paramètres les plus importants caractérisant le fonctionnement d'un turbocompresseur. Malheureusement, souvent, c'est un paramètre mal défini et faiblement compris [41]. Le rendement isentropique du compresseur, basé sur une transformation adiabatique, s'écrit à partir des grandeurs totales comme défini dans l'équation (I-14) :

$$\eta_{C,IT} = \frac{\text{Travail}_{\text{Idéal}}}{\text{Travail}_{\text{Réel}}} = \frac{h_{(s-C)Is}^* - h_{e-C}^*}{h_{s-C}^* - h_{e-C}^*} \quad (\text{I-14})$$

Pour un gaz parfait et en considérant que l'on a une « pression constante », alors on a  $h = C_p \cdot T$  avec un  $C_p$  pouvant être considéré comme constant, l'équation (I-14) peut être simplifiée telle que :

$$\eta_{C,IT} = \frac{\left( \frac{P_{s-C}^*}{P_{e-C}^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left( \frac{T_{s-C}^*}{T_{e-C}^*} \right) - 1} \quad (\text{I-15})$$

#### I.1.4. - Les transferts thermiques :

Dans ce travail de thèse, l'hypothèse d'un écoulement adiabatique  $Q = 0$  (voir équation (I-13)) est utilisée ; néanmoins, lors d'essais à de fortes charges thermiques, les résultats obtenus et les calculs de rendements peuvent se retrouver faussés par la non-prise en compte des transferts thermiques dans l'expression du rendement. Historiquement, bien que dans un premier temps, l'étude des transferts thermiques sur les turbomachines ait été délaissée, ce sujet fait preuve d'un regain d'intérêt croissant ces dernières années.

Les premiers travaux détaillés de l'incidence des transferts thermiques sur l'aérodynamique d'un turbocompresseur ont été présentés en 1984 par Rautenberg *et al.* [42] [43]. Les auteurs montrent, en s'appuyant sur une étude expérimentale, que le compresseur et la turbine ne fonctionnent pas de manière adiabatique. Ils ont observé que le rendement non adiabatique peut être supérieur à 100% pour certaines zones de fonctionnement. Ils montrent aussi que ce rendement augmente de manière hyperbolique quand la température en entrée turbine augmente et que le débit masse diminue. Ils concluent donc que le rendement non adiabatique mesuré n'est pas une mesure de la qualité aérodynamique du processus de détente et ne permet pas d'obtenir directement la puissance mécanique sur l'arbre. Ils proposent ensuite une méthode pour calculer les rendements adiabatiques de la turbine et du compresseur à partir des rendements obtenus lors des essais chauds.

Friberg *et al.* [44] ont proposé une méthode pour obtenir les performances à chaud d'une turbine radiale de suralimentation à partir des performances obtenues lors d'essais à faible température en entrée turbine. Ils ont conclu que ce sont les coordonnées corrigées en température et en pression qui donnent le moins d'erreur en essai à froid par rapport aux résultats des essais à chauds. Les auteurs affirment que lors des essais à chauds, il n'est pas possible d'obtenir la puissance mécanique sur l'arbre côté turbine, donc de calculer le rendement turbine. Seul le produit du rendement mécanique et du rendement turbine obtenu à partir des données du compresseur est accessible.

En 2003, Jung *et al.* [45], [46] ont étudié d'une manière totalement différente les transferts thermiques au sein d'une turbine. Ils affirment qu'à faible vitesse de rotation et faible débit masse, les transferts thermiques via le corps du turbocompresseur affectent les rendements calculés à partir des mesures de températures.

Chapman *et al.* [47] ont travaillé sur l'effet des transferts thermiques sur les performances d'un turbocompresseur refroidi à l'eau. Plus particulièrement, ils étudient l'influence des transferts thermiques sur les rendements turbine et compresseur, numériquement et expérimentalement. Cette étude semble indiquer que l'eau et l'huile jouent le rôle de barrière thermique ce qui diminue fortement tout transfert entre les roues turbine et compresseur. De plus, les auteurs affirment ainsi qu'une partie de la chaleur échangée entre la turbine et le corps central est perdue le long du turbocompresseur vers le milieu ambiant, une autre est transférée dans l'eau et l'huile. Mais les auteurs avancent aussi qu'il n'y a pas de transfert thermique direct par conduction entre la turbine et le compresseur. Après des mesures expérimentales et numériques, les auteurs proposent une nouvelle formulation pour les expressions du rendement isentropique du compresseur et de la turbine, pour des transformations non-adiabatiques.

$$\eta_{C,Is} = \frac{\left( \frac{P_{s-C}^*}{P_{e-C}^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} - 1}{\left( \frac{T_{s-C}^*}{T_{e-C}^*} \right) + \frac{\dot{Q}_C}{T_{e-C}^* \cdot \dot{m}_C \cdot Cp}} \quad (I-16)$$

$$\eta_{T,Is} = \frac{\left( \frac{T_{s-T}^*}{T_{e-T}^*} \right) + \frac{\dot{Q}_T}{T_{e-T}^* \cdot \dot{m}_T \cdot Cp}}{\left( \frac{P_{s-T}^*}{P_{e-T}^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} - 1} \quad (I-17)$$

Par la suite, Bohn *et al.* [48-50] ont proposé un modèle décrivant les transferts thermiques au sein d'un turbocompresseur. Ils décrivent la distribution de ces transferts au sein d'un turbocompresseur divisé en 3 parties : la turbine, le corps central, et le compresseur (voir Figure I-10). Ils effectuent à ce titre des études expérimentales et numériques. Les mesures servant à définir les conditions aux limites nécessaires aux calculs des simulations de transferts thermiques. Les résultats des calculs 3D, couplant l'aérodynamique et la thermodynamique, montrent un phénomène se produisant au niveau du turbocompresseur ; les transferts thermiques évoluent dans un premier temps du corps du compresseur vers le fluide. Cependant, lors de certaines phases, le processus peut être inversé, notamment au niveau du diffuseur. Par ailleurs, ils constatent

aussi que plus la température en entrée turbine et plus les débits masses turbine et compresseur augmentent, plus les transferts thermiques au sein de la turbine et du compresseur influencent les températures de sortie. Finalement, les auteurs finissent leurs travaux par une étude paramétrique réalisée à partir de résultats expérimentaux et numériques, et fonction des variations des débits masses et de la température en entrée turbine.

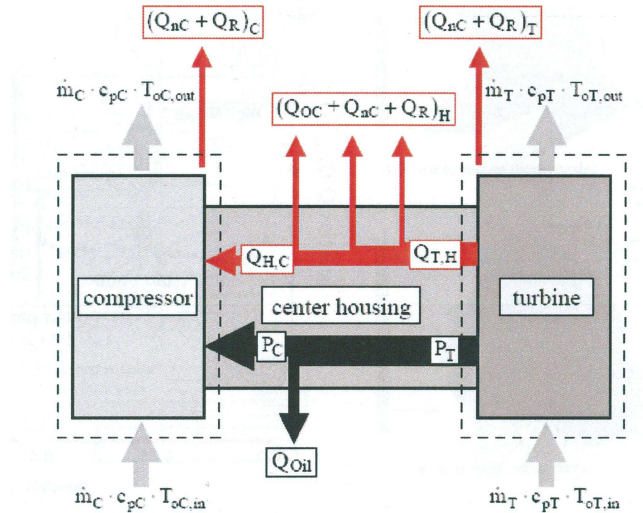


Figure I-10 : Illustration du modèle de transferts thermiques utilisé par Bohn *et al.* [48-50]

Plus tard, Chessé *et al.* [51] et Cormerais *et al.* [52-56] ont présenté, une large étude expérimentale et numérique sur les transferts thermiques et leurs influences sur le fonctionnement d'un turbocompresseur automobile. Ils ont effectué des essais dans trois conditions différentes :

- Le mode adiabatique et isolé : adiabatique car le gradient thermique moyen entre la partie compresseur et la partie turbine est nul (régulation de la température d'entrée turbine en fonction de la température moyenne au niveau compresseur. De plus, le turbocompresseur est isolé thermiquement pour confiner celui-ci de l'influence de l'air ambiant.
- Le mode non-adiabatique et isolé.
- Le mode non-adiabatique et non-isolé.

Suite à ses mesures, ils ont établi deux modèles numériques, un basé sur la méthode des résistances thermiques et un autre utilisant l'hypothèse unidirectionnelle (1D).

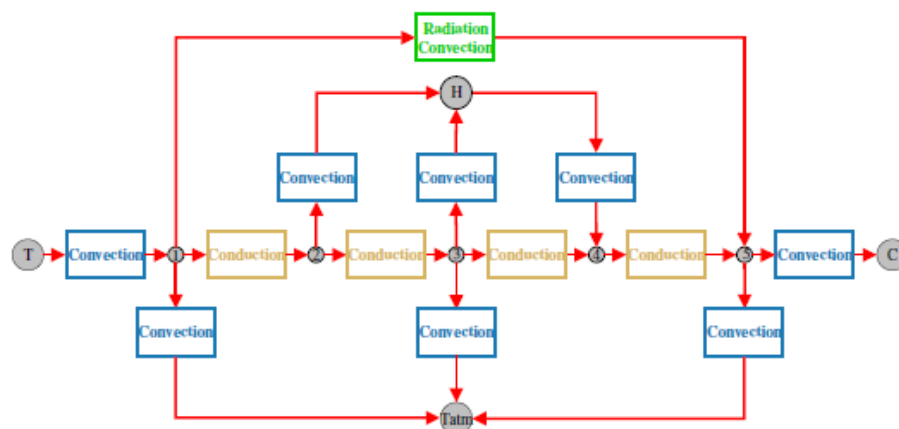


Figure I-11 : Schéma des résistances et inerties utilisé par Cormerais *et al.* [52-56].



Concernant la partie turbine, la modélisation complète de la turbine et de ses caractéristiques aérodynamiques et thermiques réalisée par Cormerais *et al.* [52-56], ne conduit pas à des résultats satisfaisants. Ils émettent la probabilité que la cause de ce problème serait due à l'imprécision des modèles de pertes qui nécessiteraient une étude expérimentale spécifique pour être pertinents. La méthode des résistances permet de calculer une puissance totale turbine dont l'évolution suit celle des valeurs expérimentales. Cependant les résultats obtenus par cette méthode en fin de transitoire ne sont pas en total accord avec les mesures. En revanche la méthode 1D est capable de calculer une puissance totale turbine en fin de transitoire avec une très bonne précision. Mais l'évolution dans le temps de cette puissance n'est pas du tout approchée par ce calcul. Le fait que la méthode 1D ne soit pas capable de suivre l'évolution dans le temps de la puissance turbine est un inconvénient majeur et rédhibitoire à son utilisation.

Ensuite, Serrano *et al.* [57] ont présenté une étude expérimentale portant sur l'influence de la température d'entrée de la turbine sur les performances du turbocompresseur. Suite à leurs essais, les auteurs concluent que l'augmentation de la température de sortie du compresseur entre le test à froid et à chaud est plus liée à l'augmentation de la vitesse de rotation de la roue et au taux de compression qu'aux transferts thermiques depuis la turbine.

En 2010, Yammine [29] a réalisé une thèse de doctorat dans laquelle il étudie l'influence des transferts thermiques sur le fonctionnement de la turbine et du compresseur d'un turbocompresseur automobile.

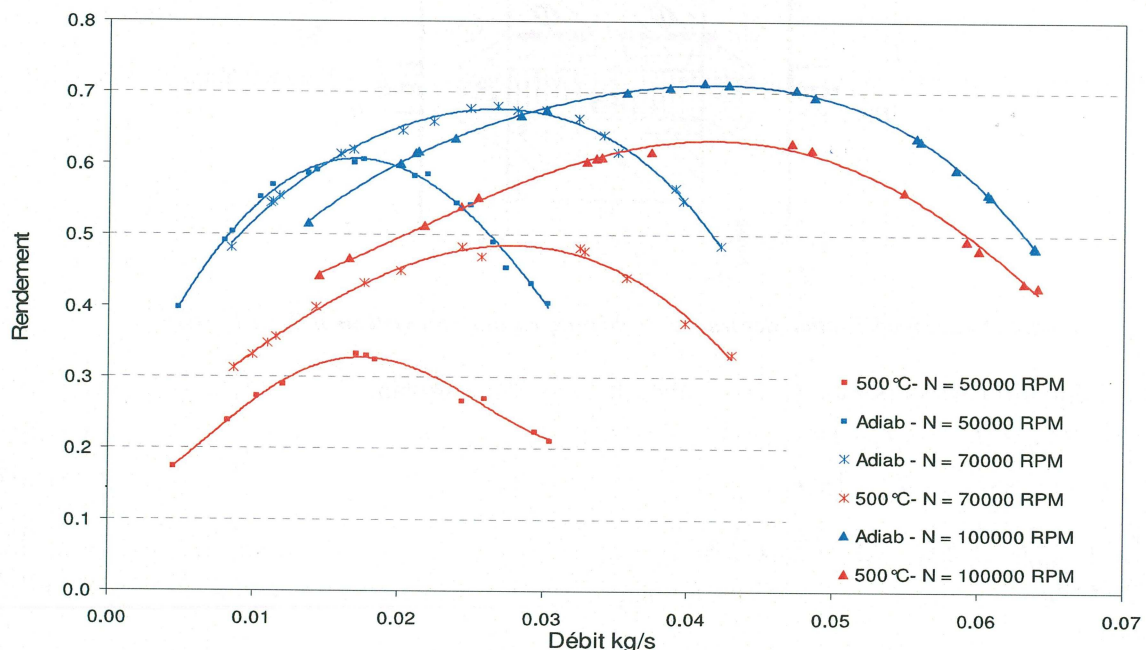


Figure I-12 : Comparaison des rendements du compresseur en adiabatique et pour une température d'entrée de 500°C à différents régimes, Yammine [29].

Il conclut que dans une configuration sous capot, le fonctionnement du turbocompresseur est non-adiabatique et que l'erreur induite par l'utilisation de la formule de rendement isentropique augmente pour les points de fonctionnement situés à bas régimes (voir Figure I-12). De plus, comme Serrano *et al.* [57], il précise que, bien que dans la plupart des cas les transferts thermiques soient supposés positifs vers le compresseur, ils sont très dépendants du point de fonctionnement.

## I.2. - FONDAMENTAUX DE LA DYNAMIQUE DES GAZ :

### I.2.1. - Mise en équation :

L'existence du phénomène d'onde dans les circuits d'admission et d'échappement d'un moteur est liée au caractère naturellement non stationnaire du fonctionnement des moteurs à combustion interne. L'ouverture et la fermeture cyclique des soupapes d'admission et d'échappement, les variations périodiques du volume des différentes chambres de combustion dues aux déplacements des pistons dans les cylindres, tous sont des sources d'ondes de pression résultantes des perturbations de l'écoulement gazeux par ces événements non stationnaires. Ces ondes se propagent dans tous les systèmes de la boucle d'air du moteur, elles peuvent favoriser le remplissage d'air du moteur mais aussi le dégrader, cela dépend de l'instant auquel elles entrent ou sortent du cylindre. L'enjeu est donc de tirer le meilleur parti de ce phénomène inéluctable. Par ailleurs, l'ajout d'un dispositif comme un turbocompresseur dans la boucle d'air ne change en rien le phénomène, le mécanisme ne fait qu'accroître le niveau de pression totale.

Le début de l'étude des fluides compressibles date du XVIIIème siècle, avec les travaux d'Euler (1707-1783) et de d'Alembert (1717-1783), qui développèrent en particulier la théorie de la propagation du son. Les équations d'évolution modélisant la dynamique des gaz sont d'ailleurs appelées équations d'Euler. Bien que les écoulements dans les multiples systèmes de la boucle d'air d'un moteur puissent être fortement multidimensionnels, ils sont souvent simplifiés en considérant l'écoulement comme étant quasi-unidimensionnel [58].

Le système de lois de conservation hyperboliques non linéaires décrivant l'écoulement unidimensionnel d'un fluide compressible en régime non-stationnaire, les équations d'Euler, ne peuvent pas être résolues analytiquement, sans simplification. Pour le cas général et la plupart des situations concrètes, une solution numérique doit être recherchée. Cela consiste à résoudre le système d'équation, ci-dessous, exprimé ici sous sa forme intégrale Eulérienne locale :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{Cont}} \rho \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{Cont}} \rho \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{Cont} = 0 \quad (I-18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{Cont}} \rho \cdot \vec{u} \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{Cont}} \rho \cdot \vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{Cont} \\ + \int_{\Sigma_{Cont}} p \cdot \vec{n} \cdot d\Sigma_{Cont} - \int_{Vol_{Cont}} \rho \cdot \vec{F} \cdot \vec{f} \cdot dVol_{Cont} = \int_{\Sigma_{Cont}} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\Sigma_{Cont} \end{aligned} \quad (I-19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{Cont}} \rho \cdot E \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{Cont}} \rho \cdot E \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{Cont} + \int_{\Sigma_{Cont}} (p \cdot \vec{n}) \cdot \vec{u} \cdot d\Sigma_{Cont} \\ - \int_{Vol_{Cont}} \rho \cdot \vec{F} \cdot \vec{f} \cdot \vec{u} \cdot dVol_{Cont} = \int_{\Sigma_{Cont}} (\vec{\tau} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{u} \cdot d\Sigma_{Cont} + Pq \end{aligned} \quad (I-20)$$

Dans les faits, les variables représentatives de l'écoulement et de l'état thermodynamique du fluide sont des valeurs moyennes, sur la section de passage, comme le montre (à titre d'exemple) les équations (I-21) et (I-22) ; car ces dernières ne peuvent évoluer que dans le même sens que la variable d'espace [59].

$$\bar{u} = \frac{1}{S_{tube}} \cdot \int_{S_{tube}} u \cdot dS_{tube} \quad (I-21)$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{S_{tube}} \cdot \int_{S_{tube}} \rho \cdot dS_{tube} \quad (I-22)$$

Etc...

Il est induit que dans la suite de ce mémoire les variables indiquées seront ces valeurs moyennes, bien que l'écriture exacte ne soit pas utilisée dans le but d'alléger l'écriture.

Le fluide utilisé sera considéré comme visqueux, signifiant que l'écoulement est soumis à des tensions de cisaillement et à un frottement avec les parois du tube où se produit l'écoulement. Les transferts de chaleurs sont également pris en compte ; ceux-ci peuvent avoir pour nature les échanges avec le milieu extérieur par l'intermédiaire des transferts aux parois ou via une réaction chimique à l'intérieur même de l'écoulement.

Prenant acte de la nature non-stationnaire de l'écoulement dans la boucle d'air d'un moteur à combustion interne, la problématique consiste à définir quatre expressions fonction de deux variables indépendantes que sont le temps et l'espace. Ces quatre fonctions définissent l'état du fluide permettent de déterminer les quatre grandeurs physiques que sont la pression, la masse volumique, la vitesse et la température du fluide.

Un système de trois équations aux dérivées partielles du premier ordre, fonction des variables de temps et d'espace, sont constitutives des équations fondamentales de la dynamique des gaz. L'adjonction d'une équation d'état du fluide permet de boucler le système à condition de connaître l'état initial de l'écoulement en tous points de l'espace ainsi que les conditions aux limites à chaque instant.

L'équation de continuité correspond au bilan masse [60], elle indique non seulement qu'au cours de tout processus de transformation, y compris si il implique une transformation chimique, la masse se conserve, mais aussi que le nombre d'éléments de chaque espèce chimique se conserve. Cette loi, pour notre application, s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} = - \frac{\rho \cdot u}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} \quad (I-23)$$

La deuxième expression correspond au bilan de quantité de mouvement qui pour un écoulement unidimensionnel s'écrit de la manière présentée ci-dessous [61] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u^2 + P) + \frac{\rho \cdot u^2}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} + \rho \cdot G = 0 \quad (I-24)$$

$$G = 2 \cdot u^2 \cdot \frac{f_{frot}}{\phi_{tube}} \cdot \frac{u}{|u|}$$

Le paramètre  $G$  représente le terme résultant des forces de frottement pariétal par la prise en compte de la contrainte de cisaillement induite par la viscosité du fluide. L'expression  $u/|u|$  définissant le sens d'écoulement du fluide, permet d'assurer que les forces visqueuses de cisaillement s'opposent toujours à l'écoulement du fluide.

La troisième équation de la dynamique des fluides représente le bilan énergétique qui s'écrit de la manière suivante lorsque la condition de non glissement (fluide visqueux) à la paroi est utilisée [62] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \cdot \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ u \cdot \left( \rho \cdot \frac{u^2}{2} + p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \right] \\ + \left( \rho \cdot \frac{u^2}{2} + p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \cdot \frac{u}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} = \rho \cdot qe \end{aligned} \quad (I-25)$$

La puissance calorifique échangée avec l'extérieur est prise en compte dans cette notation. En revanche, la puissance issue des forces de frottement est négligée.

L'équation utilisée dans la littérature, pour la fermeture du système d'équation, correspond à la loi des gaz parfaits. Par ailleurs, la chaleur spécifique à pression constante ( $C_p$ ) est considérée comme une valeur constante, totalement indépendante de la température et de la pression du fluide considéré.

$$\frac{p}{\rho} = r \cdot T \quad (I-26)$$

Les trois équations de la dynamique des gaz peuvent s'écrire sous une forme simplifiée et très condensée, grâce à l'utilisation de l'écriture vectorielle [63]. Avec  $W$  vecteur des variables d'état,  $F$  vecteur de flux dans la direction d'espace  $x$  et  $S$  est le terme source dans lequel peuvent s'inscrire les forces de gravité, les forces d'inertie, de frottement, l'adjonction de masse, la dissipation d'énergie ... par exemple.

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} = S \quad (I-27)$$

Ainsi  $W$  s'écrit :

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \cdot u \\ \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} \end{bmatrix} \quad (I-28)$$

Avec  $F(W)$  et  $S$ , tels que :

$$F(W) = \begin{bmatrix} \rho \cdot u \\ p + \rho \cdot u^2 \\ u \cdot \left( p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} \right) \end{bmatrix} \quad (I-29)$$

$$S = \begin{bmatrix} -\frac{\rho \cdot u}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} \\ -\frac{\rho \cdot u^2}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} - \rho \cdot G \\ -\left( \rho \cdot \frac{u^2}{2} + p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \cdot \frac{u}{S_{tube}} \cdot \frac{dS_{tube}}{dx} + \rho \cdot (qe - G \cdot u) \end{bmatrix} \quad (I-30)$$

Dans le cas particulier d'une géométrie sans variation de section, en considérant qu'il n'y a aucun échange de chaleur avec l'extérieur et que la contribution due aux frottements reste nulle, conduit pour notre cas à un vecteur source  $S$  nul. L'expression du système ainsi obtenue, dite conservative, nous ramène aux équations unidimensionnelles d'Euler [64], [65]. Les équations d'Euler (I-28) et (I-29), peuvent être formulées en termes de variables autres que les variables conservatives. Pour les solutions des écoulements sans choc toutes les formulations sont équivalentes. Pour les solutions contenant des ondes de choc, cependant, la formulation non-conservative fournira des solutions « de choc » incorrectes. En dépit de cela, les formulations non-conservatives ont certains avantages sur leurs homologues conservatives, lors de l'analyse des équations, par exemple. En outre, du point de vue numérique, il ya eu un renouveau récent de l'idée d'utiliser les schémas des formulations des équations non-conservatives, Karni [66] par exemple l'utilise sur des applications fluide / paroi où la solution non conservative est plus stable et plus précise que son homologue conservative. Entre ces deux méthodes, la question clé est de savoir ce que les quantités conservées sont dans la formulation, et, si les états de conservation qu'ils impliquent ont un sens physique. Ce modèle d'écriture, non-conservative, est utilisé avec la « méthode des caractéristiques » décrite très précisément par Benson [58] notamment.

Le passage de l'écriture multidimensionnelle intégrale des équations d'Euler à l'écriture unidimensionnelle conduit à négliger certains phénomènes de dissipation d'énergie. Se concentrant sur les termes de viscosité, Butaly et Niessner [67] ont développé une expression simplifiée du terme source (I-31) des équations de la dynamique des gaz dans le cas d'un écoulement 1D au sein d'une conduite de section constante.

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ -\rho \cdot G + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{4}{3} \cdot \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ \rho \cdot qe + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{4}{3} \cdot \mu \cdot u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda f \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{bmatrix} \quad (I-31)$$

### I.2.2. - Caractéristique des gaz :

La viscosité dynamique du fluide est un paramètre majeur de la caractérisation du fluide, une mauvaise définition de ce paramètre peut entraîner d'importantes erreurs de calcul. De fait, un très grand nombre d'auteurs se sont attachés à la détermination des caractéristiques des fluides [68-72], en particulier la viscosité dynamique du fluide. Pour cet objet, Winterbone et Pearson [63] proposent d'utiliser la loi de Sutherland à deux coefficients offrant des résultats similaires à la deuxième loi de Sutherland à trois coefficients [73] tout en étant mathématiquement plus légère comme l'a montré Chalet [74] dans un travail de comparaison de ces différents modèles.

$$\mu = \frac{C_1 \cdot T^{3/2}}{T + C_2} \quad (\text{I-32})$$

Avec :  $C_1 = 1.458 \cdot 10^{-6} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1/2}$  et  $C_2 = 110,4 \text{ K}$

Par ailleurs, cette expression de la viscosité du fluide peut être utilisée indifféremment pour la caractérisation de la dynamique des gaz au sein des conduits d'admission et d'échappement.

### I.2.3. - Calcul du frottement pariétal :

La prise en compte, dans le calcul de la dynamique des gaz, des pertes de charges dites régulières, passe par une estimation des contraintes tangentielles (à la direction de déplacement du fluide) qui sont fonction de l'état du fluide et du milieu considéré. Ainsi, l'expression du coefficient de frottement (I-33) se définit comme étant le rapport entre la contrainte tangentielle de frottement à la paroi et la pression dynamique [75].

$$f_{\text{frot}} = \frac{\tau_f}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2} \quad (\text{I-33})$$

La formulation du coefficient de frottement dépend de la nature de l'écoulement caractérisée par le nombre de Reynolds, ainsi que de l'état de surface (rugosité) des éléments tubulaires considérés. Ainsi, pour un écoulement laminaire correspondant à un nombre de Reynolds inférieur à 2000, les pertes par frottement peuvent être déterminées à l'aide de la formule de Darcy-Weisbach comme l'a présenté Trojette [76]. Lorsque l'écoulement est turbulent, ce qui représente la majorité des cas, d'autres formulations sont nécessaires, comme celle de Colebrook [77]. Par ailleurs, d'autres auteurs [78, 79] ont tenté de caractériser, le plus exactement et le plus simplement possible, les pertes par frottement pariétal. Néanmoins, le point commun entre toutes ces lois définissant l'évolution du coefficient de frottement pariétal sont toutes déterminées à partir d'essais numériques et/ou expérimentaux, en régime d'écoulement stabilisé.

#### I.2.4. - Modélisation des transferts thermiques :

Dans la littérature, il est très commun de calculer les transferts thermiques en écoulement instationnaire de la même manière que les transferts thermiques ayant lieu en écoulement stationnaire. L'expression mathématique des transferts thermiques, à la paroi, d'un tube droit, est définie comme suit :

$$qe = \frac{4 \cdot ht_{tube}}{\phi_{tube}} \cdot (T - T_{paroi_{tube}}) \quad (I-34)$$

Le paramètre  $ht_{tube}$  est relatif au coefficient d'échange thermique. A l'instar du facteur de frottement pariétal, le coefficient d'échange thermique est fonction de plusieurs variables comme les caractéristiques du fluide, la nature de l'écoulement, la température du fluide et l'état de surface de la paroi (pour les variables principales). Benson [80] propose néanmoins une méthode simple et intéressante (I-35), tirée de l'analogie de Reynolds, permettant de calculer le coefficient  $ht_{tube}$ . D'après Winterbone et Pearson [63], cette modélisation est suffisante pour l'analyse globale des effets des échanges thermiques aux parois.

$$ht_{tube} = \frac{f_{frot}}{2} \cdot Cp \cdot u \cdot \rho \quad (I-35)$$

Mais lorsque l'on cherche à modéliser très précisément les transferts thermiques d'éléments spécifiques, très chargés dynamiquement et/ou thermiquement, il est nécessaire d'utiliser des modèles dédiés à chaque élément et pour chaque application. Dans cette optique, il est très commun d'utiliser les nombres adimensionnels de Reynolds, Nusselt et Prandtl, pour exprimer les échanges thermiques convectifs [76].

$$Nu = \frac{ht_{tube} \cdot \phi_{tube}}{\lambda_f} = f(Re, Pr) \quad (I-36)$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot \gamma \cdot r}{\lambda_f \cdot (\gamma - 1)} \quad (I-37)$$

Beaucoup d'auteurs [81-85] ont travaillé à la définition spécifique du nombre de Nusselt, mais la plupart des modèles reste équivalent les uns des autres. Excepté le modèle Caton et Heywood [81], qui permet de caractériser les pertes au passage de la soupape d'échappement, le fort degré de turbulence de l'écoulement entraîne une variation sensible du coefficient de transferts thermiques. Pour les cas usuels de fonctionnement d'un moteur à combustion interne, le nombre de Prandtl varie peu et s'établit à la valeur 0,7 [86].

### **I.3. - METHODES DE RESOLUTION :**

La résolution du système d'équation régissant la dynamique des gaz ne peut pas, sauf cas exceptionnel, être réalisée de manière analytique. C'est pourquoi, des techniques de résolutions itératives ont été développées pour diverses applications et différents desseins. Dans le domaine de la mécanique des fluides, il est possible de distinguer trois grandes classes d'outils de résolution aux dérivées partielles ; les méthodes

acoustiques (impédance, inertie, ...), les méthodes « graphiques » (méthode des caractéristiques) et les méthodes numériques (Godunov, Roe, HLL, Osher,...).

### I.3.1. - La méthode acoustique :

Les équations de la mécanique des fluides, desquelles les équations de la méthode acoustique et leurs résultats peuvent être dérivées, sont assez complexes. Cependant, l'étude se simplifie lorsque le milieu est un fluide parfait dans lequel n'intervient aucune viscosité, conduction thermique, ... Car dans ce cas les grandeurs évoluent adiabatiquement et l'entropie se conserve. Par ailleurs, du fait que la plupart des phénomènes acoustiques impliquent de très petites perturbations, il est possible de faire des simplifications significatives des équations de la dynamique des fluides, puis de les linéariser [87, 88]. Mais dans un moteur, la présence d'amplitude de variations de pression importantes annihilant de facto les hypothèses de linéarisation [89] et la présence d'ondes de chocs dans le fluide [90], font que cette technique devient inappropriée à la résolution des équations de la dynamique des gaz. Il est néanmoins possible d'utiliser les équations non-linéarisées de la méthode acoustique. Cette méthode aussi complexe que puissante permet d'étudier nombre de phénomènes acoustiques non linéaire, comme par exemple, la distorsion de la forme des ondes, la génération d'ondes de chocs, les interactions non-linéaires d'ondes différentes, la cavitation, la sonoluminescence, ... [87]. Ayant d'autres moyens à disposition au laboratoire, lesquels ayant été éprouvés par une multitude de sujet de recherche au cours des années précédentes, cette méthode n'a pas été utilisée dans ces travaux de recherche.

### I.3.2. - La méthode des caractéristiques :

Cette méthode est apparue grâce au travail de Poisson [91, 92] qui a démontré que les ondes d'amplitude finie se propagent à une vitesse égale à la somme de la vitesse locale du son et de la vitesse du fluide, ce qui amena Stokes [93] à conclure que l'onde doit modifier sa forme lorsqu'elle se propage. Par la suite, Earnshaw [94] a été en mesure de former une relation entre l'amplitude des ondes de pression et leur vitesse de propagation, en supposant que le processus de transformation (détente et compression) de l'onde est toujours isentropique. Enfin, en transformant l'ensemble des équations fondamentales aux dérivées partielles en des équations ordinaires évoluant autour de lignes particulières, Riemann [95] a fait un pas significatif dans l'analyse des systèmes d'ondes non-linéaires en développant une théorie qui servira de base à la méthode des caractéristiques.

Avant l'avènement des méthodes de calculs numériques, les calculs étaient réalisés manuellement grâce à la méthode des caractéristiques [96]. La simplicité de cette méthode fait qu'elle est encore utilisée, sous une forme numérique, pour un certain nombre de calculs de la dynamique des fluides en écoulement non-visqueux et irrotationnel [97]. La méthode des caractéristiques consiste à transformer le système d'équations aux dérivées partielles en un ensemble de lignes caractéristiques, le long desquelles, le système précédent se réduit en un système d'équations différentielles ordinaires (voir Tableau I-2 ) permettant d'obtenir les valeurs des variables caractéristiques de l'écoulement et de l'état thermodynamique du fluide, à partir de conditions initiales fixées [98]. Par ailleurs, lorsque l'écoulement est supposé isentropique et que le fluide est considéré comme parfait, l'équation de compatibilité de la caractéristique  $C^0$  est dégénérée.



Caractéristique	Equation de direction	Equation de compatibilité
$C^0$	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^0} = u$	$\frac{dp}{dt} - a^2 \cdot \frac{d\rho}{dt} = 0$
$C^+$	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^+} = u + a$	$\frac{da}{du} = -\frac{\gamma-1}{2}$
$C^-$	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^-} = u - a$	$\frac{da}{du} = \frac{\gamma-1}{2}$

Tableau I-2 : Système d'équations de la méthode des caractéristiques [74].

Suite à de nombreux apports scientifiques, des améliorations ont été développées permettant de prendre en compte les changements de section, les frottements ainsi que les échanges thermiques [58]. Un des défauts majeurs de cette méthode, outre le fait qu'il s'agisse d'une méthode non-conservative, est qu'il faut contrôler à chaque instant l'état du système afin de vérifier l'apparition possible d'onde de choc. Intuitivement, on peut penser que chaque ligne caractéristique implique une solution à  $u$  le long de cette ligne caractéristique. Mais, lorsqu'il y a une onde de choc, deux caractéristiques se croisent et ainsi, deux solutions sont impliquées. Le calcul de  $u$  devient alors une fonction à valeurs multiples. Résoudre le système d'équations aux dérivées partielles de la dynamique des gaz avec ce comportement est un problème très difficile et un domaine de recherche actif. La méthode la plus fréquemment constatée consiste à faire appel aux équations de choc de Rankine-Hugoniot, et de résoudre le système d'équations obtenu. Malgré ces quelques inconvénients, cette méthode est très couramment utilisée par un grand nombre de chercheurs dans le domaine de la mécanique de fluide appliquée aux moteurs à combustion interne. Ainsi, Winterbone [63], Kutrašnik [99] et plus récemment Costall [100], ont utilisé cet outil. Payri [101] le conseille pour effectuer les jonctions (conditions aux limites) entre différents modèles. Kirkpatrick [102] et Piton *et al.* [103, 104] l'ont utilisé dans leurs travaux de recherche sur les écoulements aux soupapes.

### I.3.3. - Les méthodes de résolutions numériques :

La recherche sur la prédiction instationnaire utilisant des techniques modernes de mise en œuvre numérique est antérieure à la méthode des caractéristiques présentée par Benson [58], à commencer par les travaux fondamentaux de Von Neumann [105], Courant et Friedrichs [106], et von Neumann et Richtmyer [107]. Dans ce dernier cas, les termes dissipatifs sont introduits dans les équations afin de rendre artificiellement les chocs comme étant des variations continues des propriétés du fluide. De plus la limitation de la précision des systèmes du premier ordre issue de la spécificité de l'utilisation des équations caractéristiques est responsable, comme l'a montré Roe [108], de la localisation incorrecte des discontinuités, c'est à dire les brusques variations des propriétés du gaz ou les chocs. En revanche, le travail contemporain de Lax [109] amène un apport crucial sur la méthode de discrétisation des équations de conservation, établissant ainsi les fondations des méthodes aux différences finies permettant la capture des chocs. Bien que la méthode initiale découlant de ce travail, le schéma du premier ordre de Lax-Friedrichs, fût déficiente en termes de précision, les formulations ultérieures furent plus réussies. Par exemple, la méthode originale de Lax-Wendroff [110] de second ordre de temps et d'espace, et conditionnellement stable. D'ailleurs, Bulaty et Niessner [67] montrent une mise en œuvre de cette méthode. Toutefois, ce schéma n'est

pas le plus facile à mettre en œuvre, et, est souvent rejetée pour cette raison en faveur soit de la méthode de Lax-Wendroff à deux étapes proposée par Richtmyer [111], ou la méthode MacCormack [112]. La méthode MacCormack fût pensée pour être la plus populaire des variantes de Lax-Wendroff pour les applications (industrielles) de simulation de moteur [113].

Le choix d'une méthode numérique pour l'étude d'un système d'équation nécessite d'évaluer les notions d'erreurs de troncatures, de consistance, de convergence et enfin de stabilité. Il est possible de définir les notions d'erreurs et de consistance pour les systèmes non-linéaires, mais ce n'est pas le cas pour la stabilité. La méthode la plus simple revient à définir un critère de stabilité linéaire local [90]. Une théorie importante développée par Lax [59] montre que l'analyse de la stabilité fournit toutes les conditions nécessaires et suffisantes à la validation des résultats numériques. Car une stabilité rigoureuse interdit une propagation importante et un papillonnement important de l'erreur numérique du calcul. Par la suite, Von Neumann [90] [113], propose une analyse harmonique de la stabilité où le pas de temps et le pas d'espace (maille) sont liés par la relation de Courant-Friedrichs-Lewy [114]. Ainsi ce paramètre (I-38) sert à fixer le critère de stabilité en fonction du schéma numérique utilisé.

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} \leq CFL \cdot \min \left( \frac{1}{a + |u|} \right) \quad (\text{I-38})$$

Il existe de nombreuses méthodes numériques appliquées à la résolution des équations de la dynamique des gaz. Parmi-elles, les schémas aux différences finies de type prédictor-correcteur, appelés schémas  $S_{\alpha s}^{\beta s}$  [115]. Cette classification permet de rassembler un certain nombre de schéma grâce à l'utilisation de deux coefficients  $\alpha s$  et  $\beta s$  (Figure I-13) caractérisant le point où est calculé le prédictor avant l'utilisation du correcteur. Il convient de noter que ce type de schéma reste stable si le CFL reste inférieur à l'unité [90, 115].

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} = 0 \quad (\text{I-39})$$

$$\sigma = \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (\text{I-40})$$

$$\tilde{W}_{i+\beta s}^{n+\alpha s} = (1 - \beta s) \cdot W_i^n + \beta s \cdot W_{i+1}^n - \alpha s \cdot \sigma \cdot (F_{i+1}^n - F_i^n) \quad (\text{I-41})$$

$$W_i^{n+1} = W_i^n - \frac{\sigma}{2\alpha s} \cdot \left[ \begin{aligned} &(\alpha s - \beta s) \cdot F_{i+1}^n + (2\beta s - 1) \cdot F_i^n \\ &+ (1 - \alpha s - \beta s) \cdot F_{i-1}^n + \tilde{F}_{i+\beta s}^{n+\alpha s} - \tilde{F}_{i+\beta s-1}^{n+\alpha s} \end{aligned} \right] \quad (\text{I-42})$$

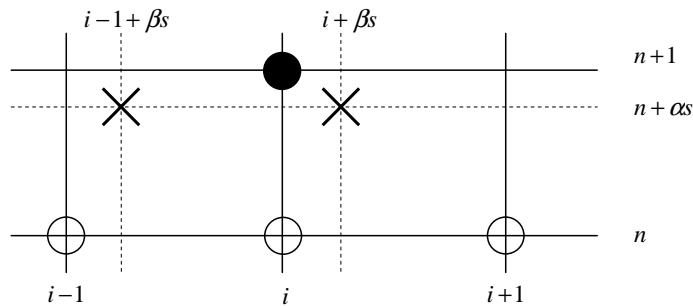


Figure I-13 : Principe du schéma  $S_{\alpha s}^{\beta s}$

En pratique cependant, toutes les méthodes de la famille de Lax-Wendroff produisent des oscillations non-physiques aux points de discontinuité [61], ce qui doit être éliminé. Une solution consiste à appliquer une certaine forme de dissipation artificielle telle que celle proposée initialement par von Neumann et Richtmyer [107]; le même type d'approche est prise par Lax *et al.* [110], et MacCormack *et al.* [116]. La méthode de transport des flux corrigés (FCT) [117-120], est aussi couramment utilisé pour contrer les oscillations parasites [67].

D'autres techniques utilisant une formulation particulière en vue d'inhiber les oscillations non-physiques, sont celles connues sous le nom de *méthode à variation totale décroissante* (TVD), ce terme a été utilisé pour la première fois par Harten [121-123]. Comme la technique FCT, ces méthodes sont capables d'empêcher la génération de valeurs extrêmes (locales) non-physiques par l'emploi d'un limiteur de flux (correspondant à l'ajout de termes non linéaires), qui confine les corrections effectuées aux régions à fort gradient (une comparaison des méthodes FCT et TVD a été réalisée par Pearson et Winterbone [63] et Chalet [74]). Il est généralement possible de coupler directement un limiteur de flux TVD avec un schéma du type Lax-Wendroff [124-127].

L'utilisation des limiteurs de flux TVD ne se limite pas aux schémas de type Lax-Wendroff, son champ d'application peut être étendu aux méthodes connues sous le nom de *solveurs de Riemann approximatés*. Godounov [128] a effectué une approche basée sur un premier ordre précis, avec une méthode de discrétisation conservative, construisant la solution à partir de séries locales de problèmes de Riemann. Cette méthode, extrêmement coûteuse en temps de calcul, est considérée comme l'unique solveur de *Riemann exact*. Néanmoins, elle a fourni les bases pour les versions approximatives, plus pratiques, telles que celles de Roe [129], Steger et Warming [130], Osher [131], Harten [121-123] et van Leer [132-134]; des résumés utiles de ce type de schéma basé sur la méthode de Godounov peuvent être trouvés dans les rapports de Van leer [135, 136], de Harten *et al.* [123], Einfeldt [137] et plus récemment dans le travail de Toro [64, 138] par exemple ; de même que dans un grand nombre de livres dédiés à l'analyse numérique. Finalement, la propagation des ondes de pression dans les tubulures d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne a déjà fait l'objet de nombreuses études. Ces éléments tubulaires sont alors reliés entre eux par des liaisons, dites singularités, qui ont également fait l'objet de modélisations [63, 74, 119, 126, 139]. Cependant les turbomachines restent des éléments relativement complexes pour lesquelles les modélisations restent à améliorer.

#### **I.4. - CARACTERISATION ET MODELISATION DES TURBINES DE SURALIMENTATION FONCTIONNANT EN REGIME PULSE :**

La mesure et la prédiction du rendement des turbines sous des conditions d'écoulement pulsé ont été l'objet de beaucoup de travaux depuis les années 1960. Lors des premières recherches, alors que l'influence des écoulements pulsés aux seins des turbocompresseurs était mal comprise, Wallace et Blair [140] ont entrepris des recherches sur le comportement d'une petite turbine radiale de turbocompresseur sous flux pulsé. Etant donné la complexité des interactions entre le moteur et le turbo limitant l'analyse des performances de la turbine, un de leurs principaux objectifs était de savoir si une technique quasi-statique pouvait être valable pour la prédiction des performances instationnaires. En ce qui concerne les turbines de turbocompresseur, l'hypothèse quasi-statique implique que les conditions d'écoulement dans la turbine pendant une période quelconque de l'écoulement instationnaire seront identiques à celles obtenues avec les mêmes conditions amont, sous conditions d'écoulement constant. La comparaison des résultats mesurés et

calculés par Wallace et Blair [140] a suggéré que les méthodes quasi-statiques ne sont fiables que comme indicateurs de tendance (voir Figure I-14), avec des indications claires que l'imprécision de la méthode quasi-stationnaire augmente avec l'augmentation de la fréquence des pulsations.

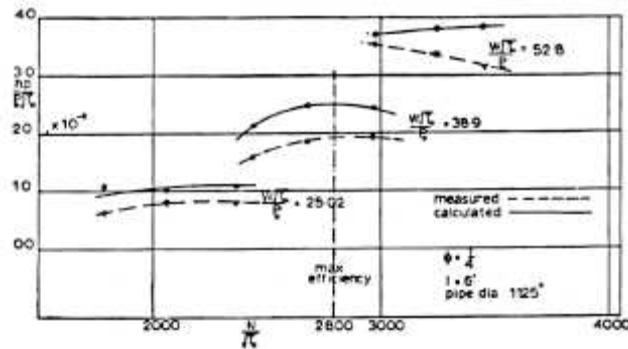


Figure I-14 : Mesures et prédictions quasi-statique de la puissance turbine [140].

Plus tard, les expériences de Benson et Scrimshaw [141] sur une turbine radiale de turbocompresseur ont démontré que le rendement moyen de la turbine, sous régime pulsatoire, était plus grand que celui relevé pour des conditions d'écoulement stationnaire et que la méthode de prédiction quasi-statique sous-estime constamment les valeurs du débit masse et de puissance de sortie de la turbine (voir Figure I-15) ; le phénomène est accentué lorsque l'on fonctionne sous admission partielle.

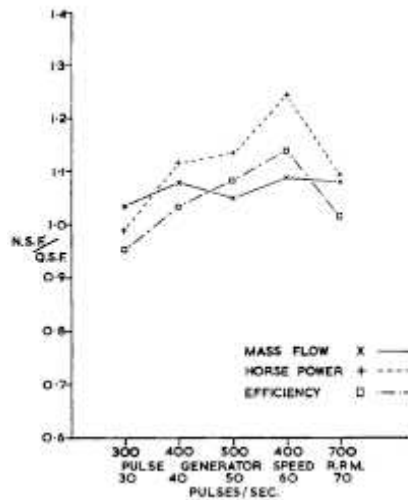


Figure I-15 : Comparaison des valeurs moyennes pour un écoulement instationnaires et des résultats de la méthode quasi-statique Benson et Scrimshaw [141].

Pour essayer de corriger les calculs de débit quasi-statique, pour les écoulements instationnaires, Craig *et al* [142] ont introduit un paramètre exprimé tel que :

$$\mathcal{E}_c = \frac{c \cdot f}{\sqrt{T_e^*}} \quad (\text{I-43})$$

dans laquelle  $f$  est la fréquence des impulsions (en impulsions par minute),  $c$  la corde représentant une échelle de longueur des aubes de turbine, et  $T_e^*$  la température totale à l'entrée de la turbine. Ce facteur est en fait un retard de phase basé sur la vitesse du son pour les conditions d'admission. Cependant la présence d'un tel effet n'a pas été confirmé par des essais expérimentaux [63]. Plus tard, dans ses travaux, Benson [58,

143, 144] a introduit l'utilisation de « paramètres d'influence » afin de permettre la prise en compte des effets d'un écoulement instationnaire.

Poursuivant la recherche sur l'approche quasi-statique, Kosuge *et al.* [145] ont tenté d'établir une relation entre les valeurs moyennes-temporelles des performances instationnaires de la turbine et les résultats calculés ; de telle manière qu'une modification pourrait être faite sur le calcul quasi-statique afin d'améliorer la corrélation avec les résultats expérimentaux. La comparaison avec un modèle quasi-stationnaire « standard » a permis de relever un écart maximal de 40% sur la valeur de la puissance de la turbine, cependant ce chiffre tomba à 20% une fois que la corrélation fut appliquée. En même temps, Bhinder et Gulati [146] ont décrit un modèle de performance pour une turbine à écoulement radial fonctionnant avec un écoulement instationnaire ; ce modèle est basé sur des principes physiques de pertes plutôt que les valeurs caractéristiques mesurées en régime d'écoulement stationnaire. Pour cela, ils ont utilisé l'hypothèse décrivant l'écoulement dans le rotor comme étant quasi-statique et unidimensionnel. Les résultats ont une très bonne correspondance avec les essais expérimentaux réalisés en écoulement stationnaires, les valeurs du rendement de la turbine se situent à environ 2 points de moins que celles mesurées expérimentalement par moyenne-temporelle à partir des conditions d'entrée de la turbine.

Pour la plupart des logiciels de simulation du moteur utilisant l'approche unidimensionnelle, le turbocompresseur est généralement traité comme interconnecté, mais séparable de la turbine, du compresseur et des autres composants, plutôt que comme un unique appareil. Cette situation découle de la technique la plus répandue pour la modélisation des turbines et des compresseurs, consistant à utiliser l'approche quasi-stationnaire pour définir les conditions limites à ces éléments.

#### I.4.1. - L'approche quasi-statique :

L'approche quasi-statique, s'appuie sur l'hypothèse que tous les états intermédiaires (pression, température, ...) du système thermodynamique au cours de la transformation sont des états définis, proches d'états d'équilibres. Cela implique que le déséquilibre des variables d'état, responsable de la transformation, soit infiniment petit. Pour qu'une transformation soit quasi-statique il faut donc qu'elle soit très lente, pour que l'on puisse considérer qu'elle est constituée d'une succession d'états d'équilibres. Dans ces conditions, il est alors possible de calculer chaque variable à chaque instant en utilisant une loi mathématique (thermodynamique, mécanique, chimique, ...). Au final, cette hypothèse traduit la distinction entre le cas idéal et le cas réel, et implique l'utilisation d'un modèle idéal.

Transposé à la modélisation d'une turbomachine, l'hypothèse quasi-statique implique que les forces agissant sur le rotor à chaque pas de temps sont approximativement les mêmes que celles qui s'opèrent en régime permanent dans les mêmes conditions de fonctionnement. La modélisation quasi-statique d'un turbocompresseur, nécessite la prise en compte de deux fortes hypothèses, qui sont :

- Les volumes intérieurs de la turbine et du compresseur sont petits et ont très peu d'effets sur la dynamique générale.
- Le comportement du turbocompresseur ne dépend pas des fluctuations faibles et rapides de pressions, températures ou de la vitesse de rotation.

Si l'hypothèse quasi-statique est utilisée, les modèles peuvent se baser sur les champs caractéristiques extraits des essais expérimentaux, notamment ceux fournis par les constructeurs. Pour des raisons pratiques, ainsi que des raisons de stabilité liée, principalement, aux lignes de pompage et de choc sur le compresseur, ces courbes sont le plus souvent incomplètes dans les zones de faibles régimes. Par ailleurs, les techniques standards pour des équipementiers de l'industrie des moteurs d'automobiles consistent à caractériser les performances des turbines en utilisant l'ensemble turbocompresseur, car ils évitent le démontage, l'équilibrage et le remontage de la turbine avec des freins spécifiques qui ne sont pas disponibles dans le commerce. Ainsi, pour remédier à ce problème, la plupart des modèles utilisent une extrapolation et une interpolation linéaire des caractéristiques afin de compléter les champs sur toute la gamme de rapport de pression et de vitesses de rotation.

#### I.4.2. - Les méthodes d'extrapolation des champs de turbomachines :

L'extrapolation des données est une technique essentielle à la modélisation des performances de la turbine, et donc aussi à la modélisation du système moteur et de ses équipements. Par conséquent, le modèle mathématique de l'efficacité de la turbine est relativement important pour les modèles entiers de l'équipement et des systèmes. Il existe plusieurs approches mathématiques utilisées pour la modélisation des turbines qui sont synthétisables en trois grands principes.

Tout d'abord, les *modèles empiriques*, ils sont généralement simples à créer et à utiliser ; de plus, ils sont très peu gourmands en puissance de calcul. Une bonne approche pour développer des modèles empiriques consiste à combiner une analyse théorique rigoureuse et une analyse de régression [147, 148], [149], [150, 151]. Plusieurs modèles ont vu le jour sur ce principe, ceux-ci regroupent généralement une seule ou un couple d'équations empiriques pour représenter les champs caractéristiques de la turbine. Généralement ces méthodes sont utilisées pour des modèles dédiés aux simulations de contrôle et / ou de diagnostics, où il existe un besoin de compromis entre la précision et le temps de calcul. Cependant, la méthode utilisant les régressions mathématiques est hautement dépendante du nombre de points de fonctionnement mesurés mais aussi de leur répartition (plage de fonctionnement). Cela, car la courbe de tendance issue de la régression fournira, selon la méthode utilisée et selon son degré de développement, une équation empirique dont la plage d'utilisation est bornée aux points extrêmes mesurés expérimentalement (au maximum). Pour s'affranchir de cette limitation et augmenter les performances de la méthode empirique, l'emploi d'une paramétrisation des champs caractéristiques se basant sur les phénomènes physiques mis en jeu est nécessaire. Ces *modèles semi-empiriques* représentent la majorité des modèles utilisés pour l'extrapolation des données des champs caractéristiques des turbomachines ([45, 46], [152, 153], [154], [155]). Moraal *et al* [156] ont effectué une étude intéressante sur l'extrapolation des champs caractéristiques du compresseur et de la turbine. Dans cette étude, ils comparent plusieurs modèles basés sur différents type d'extrapolation. Finalement, le modèle le plus répandu est celui de Jensen *et al* [157] qui apparaît comme étant celui ayant les meilleures performances. Il sert d'ailleurs de base aux modèles les plus récents et les plus aboutis tel que celui de Martin *et al*. [158, 159] ou encore celui de Payri *et al* [160].

L'autre type d'extrapolation est la *modélisation théorique*. Elle est basée sur les lois physiques de conservation de la masse, de l'énergie et du mouvement ; elle est notamment utilisée pour la conception, l'analyse et la simulation des turbomachines. Cependant, la grande complexité de cette approche de modélisation et son exigence du point de vue calcul la rend impropre au contrôle et/ou au diagnostic orienté simulation, où l'efficacité en temps de calcul est essentielle. Par ailleurs, les modèles simples et efficaces (en temps de calcul) sont souvent préférés pour l'analyse et la simulation des performances des turbomachines. Il

n'empêche, certains auteurs comme Gayvallet *et al* [161], Watson et Janota [23], Frelin [162] ou encore Descombes *et al* [163-165], ainsi que Chen *et al* [166, 167], ont utilisé uniquement (ou en très grande partie) cette méthode.

On notera par ailleurs qu'il existe une méthode empire particulière, la méthode des *réseaux de neurones*, très utilisée pour les simulations en temps réel. Elle rend compte des caractéristiques des composants au moyen de réseaux neuronaux. Cette méthode a suscité l'intérêt des chercheurs [156], [168], [169], pour prédire les performances des turbomachines ; notamment car elle utilise peu de temps de calcul et elle est assez simple à mettre en œuvre [170]. Moraal *et al* [156] montrent que cette méthode offre de très bons résultats. Des trois méthodes testées pour extrapoler les champs compresseur, la méthode utilisant les réseaux de neurones apparaît comme étant la plus précise et la plus flexible. Néanmoins, pour certains cas, quand la vitesse et le débit masse du compresseur deviennent trop faibles, cette méthode n'offre pas de résultat satisfaisant.

#### I.4.3. - Les différentes architectures des modèles numériques :

La simulation numérique (ou expérience numérique) permet de reproduire sur un ordinateur un phénomène physique complexe dont on souhaite étudier l'évolution. Elle repose sur la programmation de modèles théoriques ou mathématiques (intégration des équations du mouvement, d'équations différentielles, etc...) qui sont adaptés aux moyens numériques. Ces simulations informatiques sont devenues incontournables pour la modélisation des systèmes physiques (entre autres), car l'évaluation du potentiel des performances d'un ensemble moteur, d'une turbomachine pour notre application, permet de réduire le nombre d'essais expérimentaux, lesquels sont souvent long et coûteux. Ainsi par l'utilisation des méthodes numériques comme outil de développement et de diagnostic, les essais expérimentaux ne deviennent nécessaires que pour les validations finales. Ceci entraîne une réduction de la durée et des coûts du projet d'étude. Par ailleurs, le degré de précision du modèle influe directement sur le développement des lois de contrôle moteur. En termes de validation, un modèle en bon accord avec le comportement réel du système étudié permettra de diminuer le besoin de tests expérimentaux (voir Figure I-16).

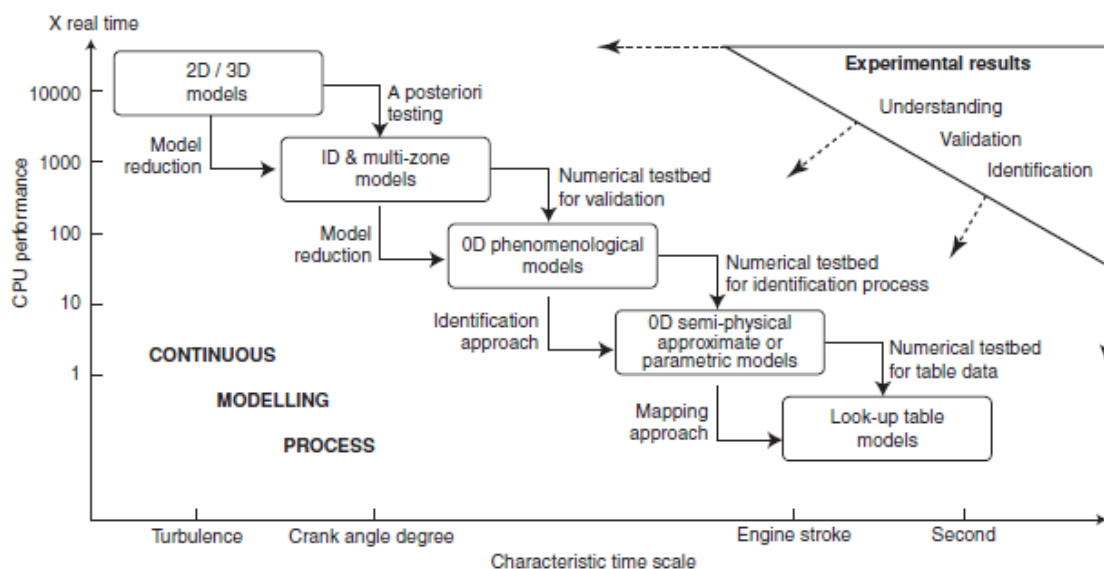


Figure I-16 : Schématisation du processus de modélisation comme proposé par Albrecht *et al.* [171].

La complexité accrue des moteurs d'automobile a conduit à l'augmentation du nombre de sous-modèles introduits aux seins des modèles de moteurs. En outre, les modèles plus précis exigent généralement plus de temps de calcul. Toutefois, afin de rester concurrentiel par rapport aux campagnes d'essais expérimentaux, les temps de calcul des différents modèles doivent être maintenus aussi bas que possible ; cette optimisation est généralement effectuée par l'amélioration des méthodes de calcul (schéma, architecture du processus, etc...) ou en améliorant le rapport entre la précision et le temps de calcul. Par conséquent, le développement des outils de modélisation 0D-1D peut conduire à des résultats intéressants dans le but de répondre à la problématique du développement moteur.

Les premiers efforts pour comprendre l'influence des pulsations de l'écoulement entrant ont été limités par les difficultés expérimentales lors de la mesure des performances en écoulement instationnaire. Il est normalement possible de mesurer la pression d'entrée comme une quantité variable dans le temps, tandis que le débit masse et la puissance sont généralement mesurés comme des quantités moyennes-temporelles. Par conséquent, il n'est pas surprenant que les comparaisons des débits masse et des rendements obtenus en régime permanent et pulsés telles que rapportées par divers auteurs soient souvent contradictoires. En outre, ces résultats ne traduisent pas forcément le seul changement des performances de la turbine soumise à des conditions de débit pulsé car il faut aussi tenir compte de l'énergie disponible dans le fluide en raison des rapports de pression élevés associés aux pics des impulsions de pression [172] [173].

#### 1.4.3.1. - Les modélisations 0D et 1D :

Une deuxième possibilité, autre que la lecture directe de champs caractéristiques de turbines mesurés ou extrapolés, utilisée pour modéliser un turbocompresseur est de le considérer comme un ensemble de volumes de contrôle, d'éléments inertiels et/ou d'orifices. Très tôt, en 1982, Watson et Janota [23] ont remplacé la turbine par une tuyère dont la section est choisie afin de produire une diminution de pression égale à celle mesurée en régime stationnaire pour une même valeur stationnaire de débit masse ; cette méthode avait été introduite par Benson et Woods [174], proposant une tuyère avec un section équivalente fixe. Puis un peu plus tard Benson *et al.* [58, 141, 175] ont amélioré ce modèle en proposant de calculer l'aire équivalente de la tuyère pour que ses valeurs soient en conformité avec les caractéristiques de débit de la turbine. Ce modèle donne de bons résultats dans le cas d'une turbine axiale où les taux de détente sont faibles. Mais dans le cas d'une turbine radiale à haut degré de réaction, où la détente se produit autant dans le stator que dans le rotor, les conditions de blocage sonique peuvent se produire pour des taux de détente supérieurs à 1,89. Ainsi, il est nécessaire d'ajouter une solution supplémentaire pour les conditions de blocage sonique au modèle d'une turbine. Ce modèle se base sur les équations de Barré Saint Venant [176, 177] qui peuvent être écrites de nombreuses manières; pour l'illustration, nous choisissons la forme proposée par Hetet [178] :

$$Qm_{Tuyère} = S_{eff} \cdot C_p \cdot \frac{P_e}{\sqrt{r \cdot T_e}} \cdot \Psi(P_e, P_s) \quad (I-44)$$

Où



$$\Psi(P_e, P_s) = \begin{cases} \left( \frac{\gamma+2}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} & \text{si } \dots \left( \frac{P_e}{P_s} \right) > \left( \frac{\gamma+2}{2} \right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \\ \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \left[ \left( \frac{P_e}{P_s} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - \left( \frac{P_e}{P_s} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} & \text{si } \dots \left( \frac{P_e}{P_s} \right) \leq \left( \frac{\gamma+2}{2} \right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \end{cases} \quad (\text{I-45})$$

L'une des premières tentatives pour comprendre ce problème et tenter de simuler le comportement d'une turbine fonctionnant à partir des pulsations d'échappement d'un moteur a été réalisé par Dale et Watson [173, 179]. Leur étude montre qu'il existe des différences sur les caractéristiques traduisant la capacité de débit masse et le rendement aérodynamique de la turbine testée dans les deux conditions d'écoulement, le régime constant et pulsatoire (Figure I-17). Ces différences montrent clairement que dans les conditions de débit pulsé, la turbine ne fonctionne pas de manière quasi-statique.

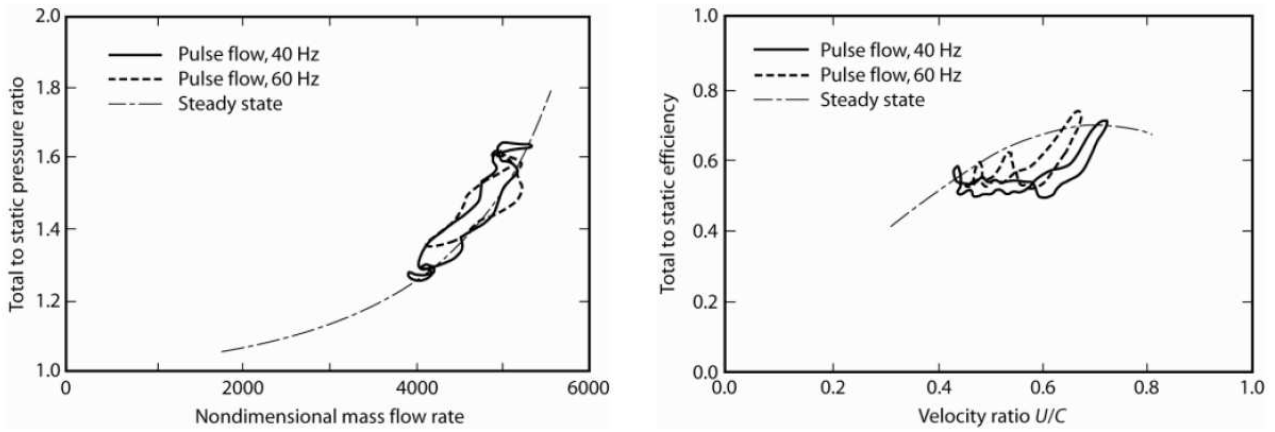


Figure I-17 : Comparaison des performances d'une turbine fonctionnant en régime continu et régime pulsé [179].

Dans leur travail, Chen *et al* [166, 180], ont repris l'idée de la représentation unidimensionnelle de la volute comme proposé par Wallace *et al.* [172, 181]. Ils ont noté que l'évaluation du nombre de Strouhal pour considérer les effets instationnaires dans la volute de la turbine était utile à la caractérisation des effets instationnaire dans le volume. La justification du choix de la modélisation quasi-statique du rotor de la turbine a été montrée par Chen [166], impliquant qu'il faut qu'à chaque pas de temps, le nombre de Strouhal (voir détails §I.6.1. -) soit inférieur à 1 pour vérifier l'hypothèse. Concernant le modèle proposé par Chen et Winterbone [180], la méthode consiste à séparer la volute de la turbine en trois sections (Figure I-18) :

- La section 1 : S'étend de l'entrée de la turbine au bec de la volute.
- La section 2 : S'étend du bec de la volute à une distance correspondant à la moitié de la circonférence restante de la volute.
- La section 3 : S'étend du dernier point jusqu'à la fin de la volute.

Au niveau de la section 3, l'écoulement qui se dirige dans le rotor est supposé avoir un comportement quasi-statique. La caractérisation de l'écoulement dans le rotor intègre des modèles de pertes ; la détermination des pertes dans le rotor a été basée sur des modèles existants de la NASA [182-187].

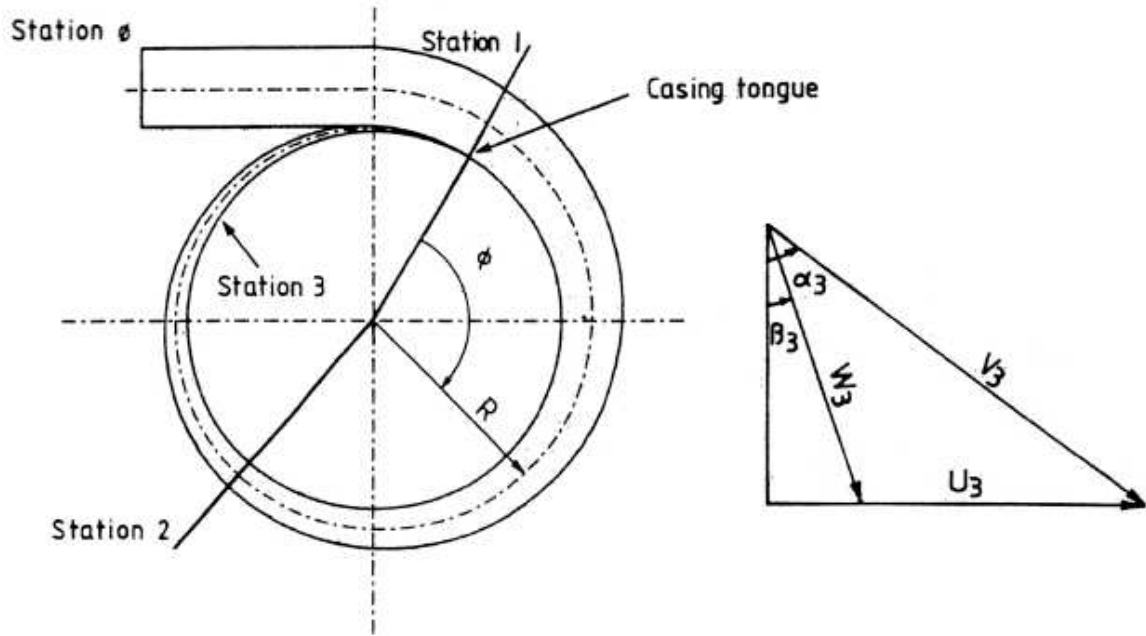


Figure I-18 : Représentation schématique du modèle utilisé par Chen et Winterbone [180].

Les auteurs ont utilisé la méthode des caractéristiques pour résoudre le système d'équations de leur modèle. Par ailleurs, quelques hypothèses notables méritent d'être signalées ; la première est qu'il n'y a pas de fuite de gaz du point 0 (entrée volute) au point 2, ainsi l'écoulement à travers le rotor s'opère uniquement du point 2 au point 3 et de manière quasi-statique. Le modèle retranscrit assez bien les phénomènes observés expérimentalement comme la boucle d'hystérésis observée sur les courbes de débit et de rendement. Néanmoins, du fait d'une imprécision notable, ce modèle n'est utile que pour d'éventuelles analyses qualitatives. Dans un travail effectué un peu plus tard, Chen *et al* [167] ont présenté une amélioration de son précédent modèle de turbine. Pour cela, ils ont intégré de nouveaux facteurs de pertes et de nouvelles définitions de celles-ci :

- Les pertes mécaniques par friction : Les pertes mécaniques par friction sont très difficiles à estimer, Chen *et al.* [167] ont utilisé un facteur fixe (= 0.9) car ils n'étaient pas parvenus à surmonter le problème.
- Les pertes dans la variation de section ( $L_{a,cv}$ ) : Celles-ci permettent de simuler les pertes engendrées par le changement de section. Les auteurs ont développé une méthode qui considère que les pertes se décomposent en deux parties. La première partie, purement mécanique, est proportionnelle à la puissance isentropique de la turbine. De fait, le coefficient des pertes de cette partie peut être déduit par comparaison entre les performances (rendement notamment) théoriques et mesurées sur la turbine. Cela est effectué au point de fonctionnement idéal. La deuxième partie est considérée comme purement aérodynamique et proportionnelle à l'énergie moyenne de l'écoulement relatif et est estimée comme suit :

$$L_{a,cv} = 0,5.C_{a,cv} \cdot (h_3'' + h_4'') \quad (I-46)$$

Le coefficient  $C_{a,cv}$  peut être estimé en comparant les taux de détente mesurés et calculés au point de fonctionnement idéal de la turbine. Les variations du coefficient des pertes par variation de section ont été trouvées comme allant de 8,5% de la puissance isentropique disponible pour une turbine à simple entrée et 12% pour une turbine à double entrée. Ces valeurs ont été calculées au point de fonctionnement idéal.

- Les pertes sur les parois du carter : Les auteurs ont simplement indiqué qu'elles étaient faibles.
- Les pertes par défaut d'incidence : elles sont souvent calculées comme les pertes d'énergie cinétique tangentielle à l'aube. Pour les calculer, les auteurs ont utilisé le facteur de glissement de Chen et Baines [188],

$$\left(\frac{Vu}{U}\right)_{3,opt} = 1 - \frac{2 \cdot \sin(\pi/z) \cdot \sin(\gamma) \cdot \cos(\beta_{b,3})}{\pi[1 + \sin(\pi/z)]} \quad (I-47)$$

et

$$L_{i,3} = 0,5 \cdot [W_3 \cdot \sin(\beta_3 - \beta_{b,3} - i_{opt})]^2 \quad (I-48)$$

Où  $i_{opt}$  est l'angle d'incidence optimal calculé du facteur de glissement et  $L_{i,3}$  est le terme de pertes par défaut d'incidence. Mais cette méthode engendre deux problèmes, un lié à la valeur de la différence angulaire (si  $<45^\circ$ ) et l'autre dû au sinus carré (de cette même différence angulaire) qui a une valeur maximale logique de 1. L'équation a donc été modifiée afin de modéliser un comportement plus physique :

$$L_{i,3} = 0,5 \cdot W_3^2 \cdot \left(0,5 + \left|\beta_3 - \beta_{b,3} - i_{opt}\right| - \frac{\pi}{4}\right) \quad (I-49)$$

$$\text{Et ce pour } \left|\beta_3 - \beta_{b,3} - i_{opt}\right| > \frac{\pi}{4}$$

- Les pertes internes au rotor : elles sont supposées être proportionnelles à l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement dans le rotor. Un coefficient de pertes est alors calculé comme suit :

$$c_r = \frac{0,5 \cdot \lambda_r \cdot l_r}{r_r} \quad (I-50)$$

Avec  $l_r$  et  $r_r$  étant la longueur de passage de l'écoulement et le rayon hydraulique du rotor (m), et  $\lambda_r$  est le coefficient de perte par unité de longueur calculé de l'équation :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_r}} = 1,74 - 2 \cdot \log\left(\frac{k_r}{r_r} + \frac{18,7}{\text{Re}_r \cdot \sqrt{\lambda_r}}\right) \quad (I-51)$$

Avec  $k_r$  correspondant à la rugosité de la surface du rotor (m) et  $Re_r$  le nombre de Reynolds dans le rotor.

- Les pertes par jeu entre rotor et carter : Ce sont des pertes de fluide qui contournent le rotor et réduisent ainsi l'énergie disponible pour le rotor. Le flux détourné est supposé incompressible et assimilable à un écoulement dans un tube, on détermine alors le coefficient de l'équation :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_c}} = 1,74 - 2 \cdot \log \left( \frac{k_c}{r_c} + \frac{18,7}{Re \cdot \sqrt{\lambda_c}} \right) \quad (I-52)$$

Où

$$0,5 \cdot \lambda_c \cdot \rho_c \cdot V_c^2 = \frac{2 \cdot r_c \cdot \Delta p_c}{l_c} \quad (I-53)$$

Et  $k_c$  est la rugosité de la surface dans l'espace du jeu (m),  $r_c$  le rayon hydraulique du jeu (m),  $Re_c$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le jeu,  $\Delta p_c$  est la différence de pression de part et d'autre de l'orifice et  $l_c$  est la longueur de l'orifice (m). Par application des lois de conservation de masse et d'énergie à l'entrée du rotor, les conditions à l'admission peuvent être déduites.

- Pertes par mélange à l'échappement : Du fait de l'existence d'un centre de rotation de l'écoulement à la sortie du rotor et qu'il n'y a généralement aucun élément de guidage en sortie de rotor. Des pertes par mélange sont donc présentes, et, elles peuvent être calculées par simple application d'un modèle 1D de mélange qui inclut les lois de conservation de masse, d'énergie et de mouvement de la sortie du rotor à la sortie de la tubulure d'échappement. La loi de conservation du mouvement s'écrit comme tel :

$$p_5 A_6 + \dot{m} V_{5x} = p_6 A_6 + \dot{m} V_6 \quad (I-54)$$

Hors des conditions d'utilisation prévues (par la conception) quand il y a un important tourbillon à l'échappement, le principe de mélange décrit par l'équation ci-dessus peut avoir une influence significative sur le rendement de la turbine.

- Pertes dans les liaisons de roulement : Ces pertes sont mesurées à partir des relevés de température de l'huile de lubrification des paliers hydrodynamiques.
- Pertes par friction sur le disque : Elles sont calculées en utilisant la méthode de Roelke [186]. Ces pertes sont généralement faibles.

Les résultats prédits à l'aide d'une version encore améliorée de ce modèle [189], témoignent d'un bien meilleur accord avec les données expérimentales enregistrées par Hakeem [190] que ceux obtenus par la méthode quasi-statique, comme indiqué dans la Figure I-19 et la Figure I-20. Cependant, des écarts significatifs persistent entre les mesures et les simulations ; les auteurs estiment que la non-prise en compte de la variation circonférentielle à l'entrée du rotor est responsable de l'écart apparent.

Test condition	Measured	Unsteady flow	Quasi-steady flow	Steady flow
50% speed, 40.0 Hz	0.3396	0.2724 (− 19.8%)	0.2828 (− 16.7%)	0.3055 (− 10.0%)
50% speed, 56.8 Hz	0.3367	0.2826 (− 16.1%)	0.2932 (− 12.9%)	0.3042 (− 9.65%)
70% speed, 40.0 Hz	0.3076	0.2727 (− 11.3%)	0.2669 (− 13.2%)	0.3030 (− 1.50%)
70% speed, 58.4 Hz	0.3157	0.2672 (− 15.4%)	0.2642 (− 16.3%)	0.2883 (− 8.68%)

Figure I-19 : Table de comparaison entre les mesures expérimentales et les différentes méthodes d'estimation.

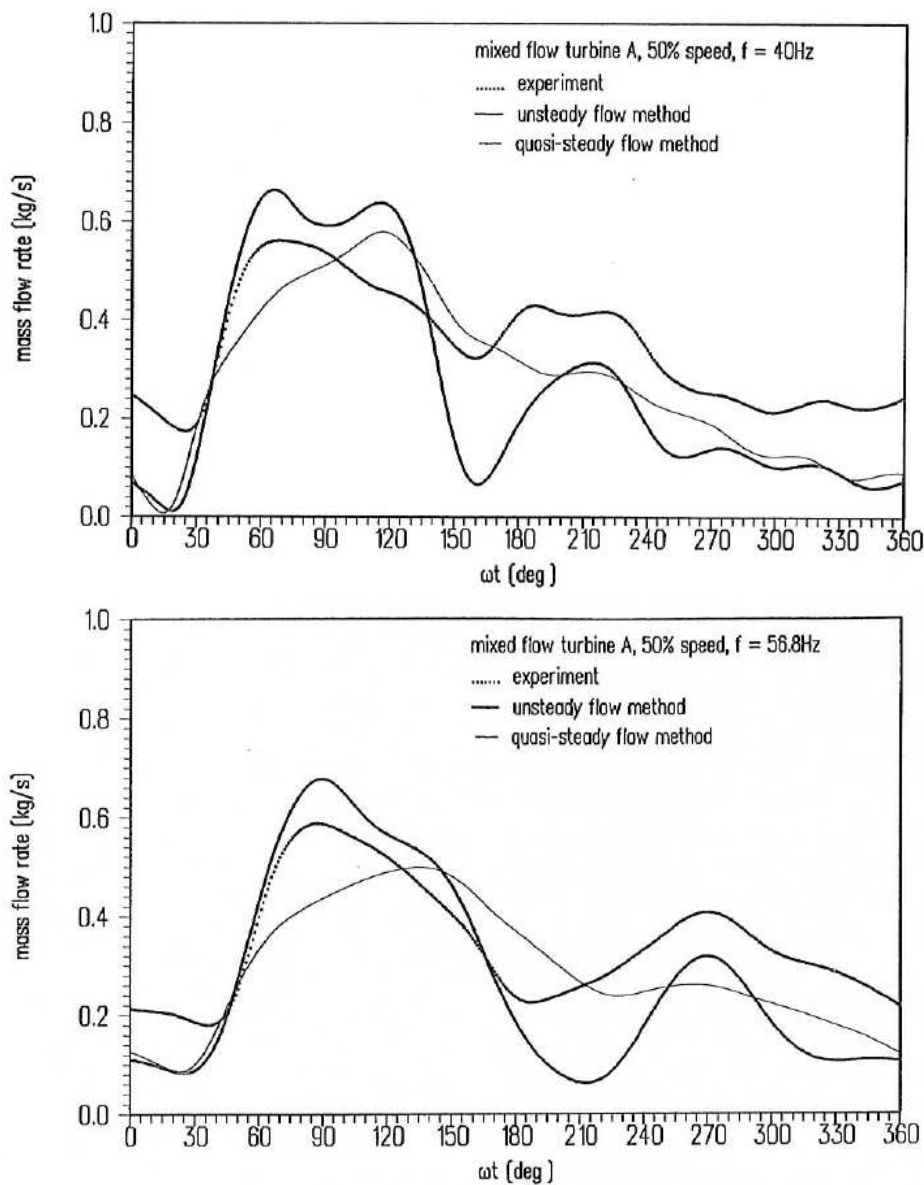


Figure I-20 : Comparaison des débits masses de la turbine pour les fréquences de 40Hz et 56,8Hz.

Se basant sur les résultats obtenus lors de la campagne expérimentale menée par Yeo et Baines [191], Baines *et al.* [192, 193] ont mis en œuvre un modèle de vidange-remplissage où la volute est traitée comme un volume fini (voir Figure I-21 ), attaché à un rotor au comportement quasi-statique.

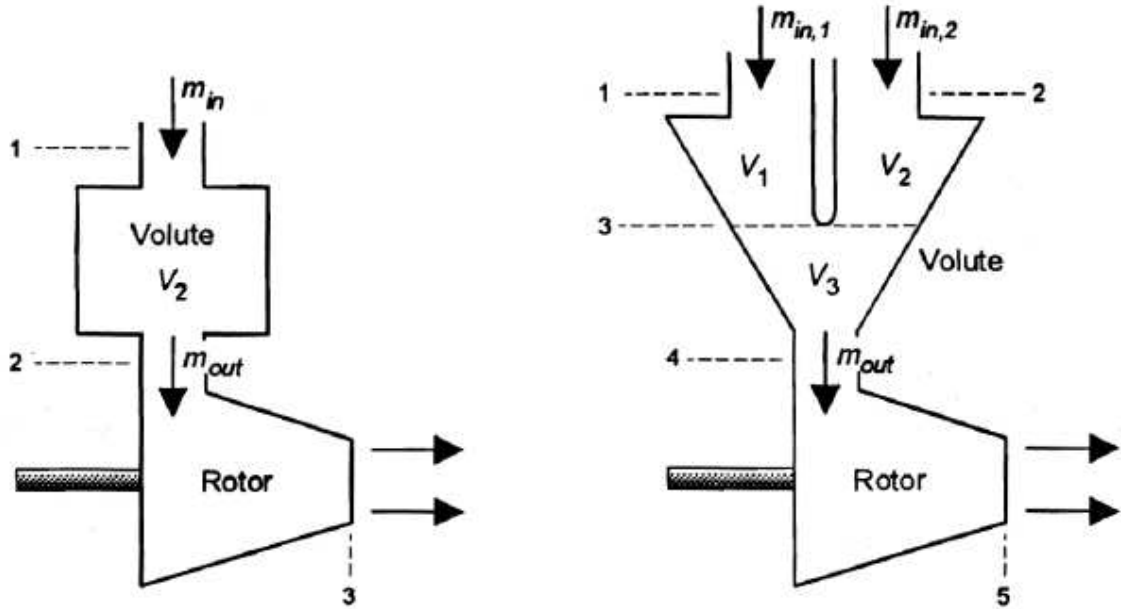


Figure I-21 : Modèles de type vidange-remplissage, à simple et double entrée [193].

La volute est considérée comme un volume dont l'entrée est un orifice auquel les auteurs appliquent les équations instationnaires obtenues à partir de la conservation de la masse et de l'équation de Barré Saint-Venant, ainsi pour le modèle à simple entrée et en utilisant les mêmes notations que celles présentes sur la Figure I-21, nous avons :

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{r \cdot T_2}{V_2} \cdot \frac{dm_2}{dt} = \frac{r \cdot T_2}{V_2} \cdot \left( \frac{dm_{in}}{dt} - \frac{dm_{out}}{dt} \right) \quad (I-55)$$

$$\frac{dm_{in}}{dt} = C_d \cdot S_1 \cdot P_{in} \left\{ \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right) \cdot \frac{1}{r \cdot T_{in}} \cdot \left[ \left( \frac{P_2}{P_{in}} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left( \frac{P_2}{P_{in}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\} \quad (I-56)$$

Les auteurs utilisent, pour déterminer les performances de la turbine, un modèle monodimensionnel donnant la vitesse de rotation, le taux de détente et le rendement isentropique à partir des dimensions du rotor. De la même manière que Chen *et al.* [166, 167, 180] et Abidat *et al.* [189], différentes pertes sont prises en compte dans ce modèle ; plus tard Baines [154] proposera de nouvelles formulations. Les tests ont été effectués à des vitesses de rotor de 18 000, 24 000 et 30 000 tr / min dans laquelle les fréquences d'impulsion de 20, 40 et 60 Hz ont été appliquées. Baines *et al.* [193] ont conclu qu'associer un modèle de volute de type « vidange-remplissage » à une approche quasi-stationnaire du comportement du rotor, permet l'accumulation transitoire du fluide dans la volute, et cela fournit suffisamment de précision pour des prédictions basées sur un accord avec les données expérimentales (voir Figure I-22). Cependant ces résultats

ne sont que qualitatifs, car les valeurs numériques ne correspondent pas exactement. Par ailleurs, ce modèle présente l'intérêt de pouvoir aussi étudier le fonctionnement d'une turbine double entrée en considérant deux volutes (voir Figure I-21). Cependant, Ogink [194] explique que, bien que cette méthode soit simple et facile à mettre en place, l'équation bilan de la quantité de mouvement n'est pas résolue ce qui implique que les effets de la vitesse des gaz ne sont pas pris en compte par le modèle.

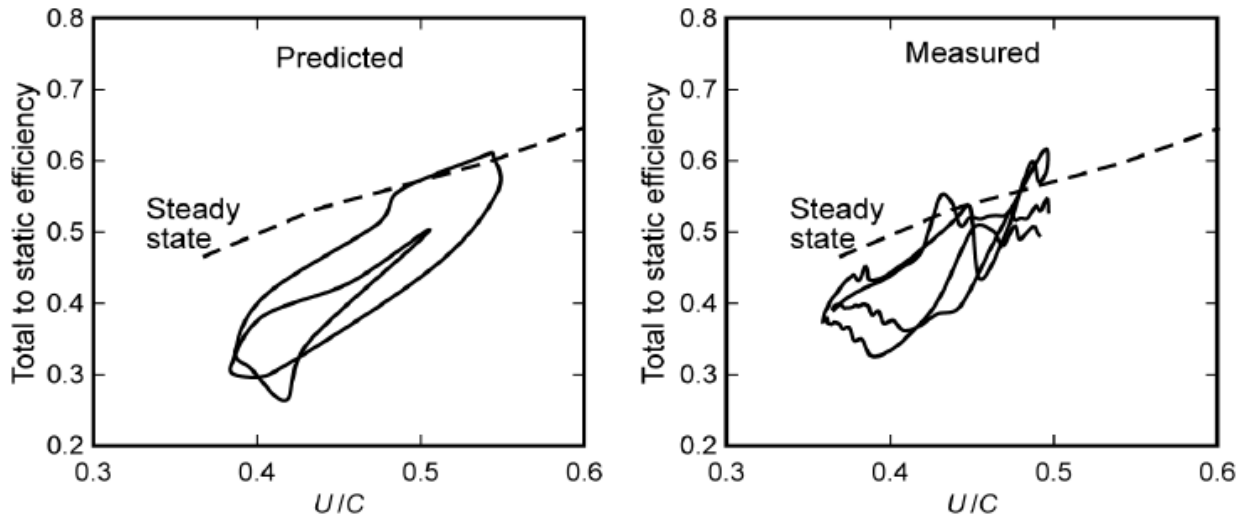


Figure I-22 : Comparaison du rendement mesuré et calculé pour un écoulement pulsé, un modèle 0D de volute et un modèle quasi-stationnaire de rotor [193].

Concentrés sur le moteur plutôt que la prédiction des performances des turbines de turbocompresseurs, Connor et Swain [195] ont étendu leur code de simulation de vidange-remplissage du moteur pour y intégrer les effets de base de la dynamique gaz. Ils proposent une méthode, basée sur une idée de Elder [196], s'appuyant sur la linéarisation des équations des mouvements et de la conservation de la masse. Ainsi, ce modèle de vidange-remplissage a été en mesure de fournir de bonnes prévisions des performances globales du moteur. La prise en compte des équations de la dynamique des gaz dans le modèle a permis la prédiction satisfaisante des valeurs instantanées du fluide, à la fois spatialement et temporellement. A la même époque, Hribernik *et al* [197] ont proposé un modèle plus complet pour les turbines à double entrée, sur la base de raccords de canaux, dans lequel des tuyères à section variable sont introduites afin de simuler la détente du fluide à l'intérieur du stator, tandis qu'un modèle prédictif, basé sur l'approche quasi-stationnaire, est utilisé pour décrire le rotor. Malheureusement, les résultats à la sortie du rotor n'ont pas été présentés.

Par la suite, Payri *et al* [101, 198] ont décrit un modèle de turbine permettant la simulation des performances des turbines à géométrie fixe à une ou deux entrées (une description détaillée est proposée dans le Chapitre II de ce mémoire). Une première évolution de ce modèle est développée par Payri *et al* [199-201], ainsi le modèle de turbine est apte à la simulation des turbines à géométrie variable. De plus, les simulations réalisées à partir de leur code 1D du modèle de turbine radiale pour des géométries fixes et variables a permis une simulation réaliste des performances d'un certain nombre de turbines différentes, en comparant la prédiction par rapport aux mesures effectuées sur banc d'essai moteur [202] [203]. Récemment, Serrano *et al* [204] (une description détaillée est aussi proposée dans le Chapitre II) ont proposé une ultime évolution de leur modèle de turbine. Le modèle est basé, comme les précédents, sur les champs caractéristiques de la turbine. Néanmoins, il est capable d'extrapoler les conditions de fonctionnement lorsqu'elles diffèrent de celles incluses dans les cartographies de la turbine. Le modèle présenté a été mis en œuvre dans un code 1D de dynamique des fluides et a été utilisé pour calculer les conditions de

fonctionnement instationnaires de la turbine ; lesquelles sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur banc d'essais de moteurs (voir Figure I-23).

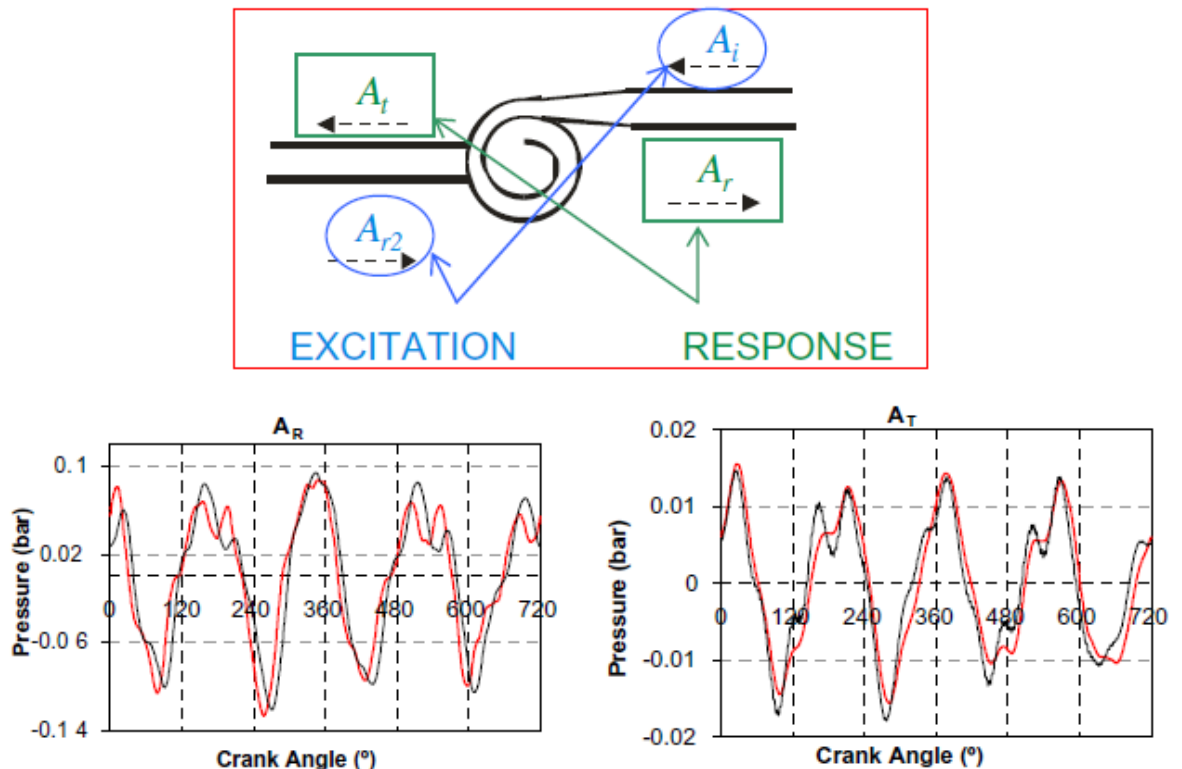


Figure I-23 : Exemple d'analyse proposée par Serrano *et al* [204] consistant en la décomposition dans le domaine temporel des ondes de pression des signaux mesurés et modélisés.

On notera cependant que les résultats des simulations sont uniquement comparés avec les valeurs des pressions (ondes transmises et ondes réfléchies) d'entrée et de sortie de la turbine dont la méthode de calcul est explicitée dans le travail de Payri *et al* [205] et Torregrosa *et al* [206, 207]. Par ailleurs, il convient de signaler le nombre et la qualité des travaux réalisés par ce groupe de travail (CMT Valencia) sur les simulations et essais expérimentaux de moteur à combustion interne, tels que les travaux réalisés par Galindo *et al* [168, 208-214] sur les turbomachines, les transferts thermiques et les simulations moteurs, les travaux de Serrano *et al* [57, 204, 215, 216] portés quasi essentiellement sur les turbomachines.

Katrasnik [217, 218] présente un nouvel algorithme basé sur des équations étendues issues de la méthode des caractéristiques, appliqué aux modélisations de la dynamique des gaz dans la turbine et le compresseur d'une turbomachine d'automobile. Ce modèle est capable de fonctionner avec des variations de pression à l'entrée et à la sortie de la turbine. De plus, les équations de la dynamique des fluides sont résolues par un algorithme qui prend en compte les variations des propriétés des gaz à chaque pas de temps. Le modèle de Katrasnik [217, 218] est une évolution du modèle présenté par Benson [58]. La combinaison d'un système d'équations étendu, permettant la prise en compte des changements gazeux, et d'un nouvel algorithme semble assurer une meilleure conservation du débit masse que le modèle présenté par Benson [58]. L'auteur souligne que l'erreur de débit masse entre les valeurs simulées et celles mesurées expérimentalement sont généralement inférieure à 0,1%, et atteignent une valeur maximale de 0,3% dans certains cas de test ; ce qui est mieux que le modèle de Benson [58] qui peut, d'après l'auteur commettre une erreur de débit pouvant aller jusqu'à 3% pour les mêmes cas tests effectués dans des conditions d'écoulement stationnaire.



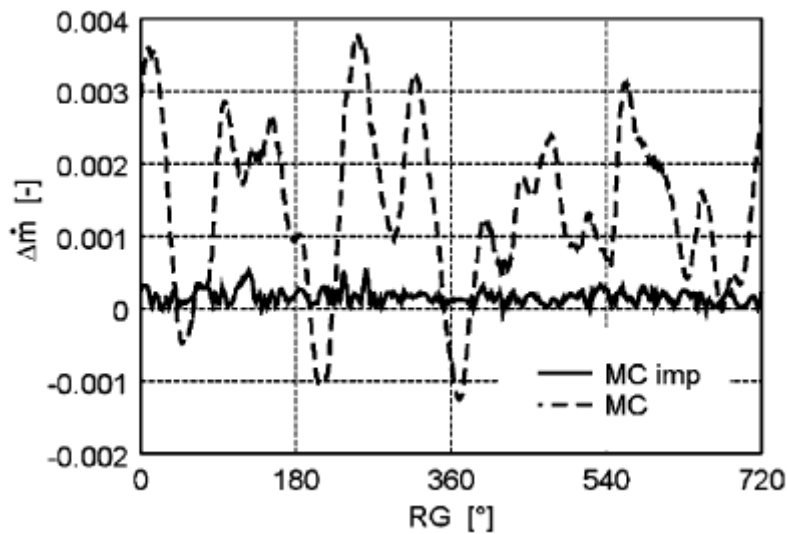


Figure I-24 : Comparaison de l'erreur réalisée par chacun des modèles impliquant l'estimation du débit masse de la turbine [217, 218].

Sur la Figure I-24, Katrasnik montre l'erreur de calcul réalisée par son modèle (MC imp) et par celui de Benson (MC). De même, en 2007, Katrasnik [219] a développé un modèle de turbine destiné à simuler le comportement d'une turbine à deux entrées (twin scroll). Ce modèle, couplé à un logiciel personnel de simulation moteur [220], fournit, à priori, de très bons résultats. On notera simplement que l'approche de Katrasnik consiste à ne pas considérer le fluide comme un gaz parfait.

Piscaglia *et al.* [221] présentent un modèle de turbine inclus dans un code 1D appelé GASDYN, propre au laboratoire. Ce modèle de turbine s'appuie sur plusieurs hypothèses :

- Un volume 0D représentant la masse de fluide stockée dans la volute et le diffuseur.
- Le rotor est traité comme un élément quasi-statique.
- Un tube fait la liaison entre le volume 0D et le rotor, sa longueur est supposée égale à la distance séparant la bride de l'entrée du rotor.
- La turbine possède une géométrie fixe et un stator lisse, ce qui implique un degré de réaction égal (ou proche) à la valeur de 0,5.

Les conditions limites appliquées au rotor de la turbine sont une extension du modèle proposé par Benson *et al.* [58, 63] et la méthode utilisée pour résoudre le système d'équation de la dynamique des gaz est la méthode des caractéristiques. D'autre part, ce modèle de turbine est couplé à un modèle de compresseur, dont la connexion est réalisée en utilisant le *principe fondamental de la dynamique* (PFD). Les résultats obtenus ont un bon accord avec les expérimentations dans les représentations temporelles. Néanmoins, la boucle d'hystérésis obtenue dans les champs caractéristiques de la turbine est assez, voire très, éloignée de celle obtenue lors des expérimentations.

Une autre modélisation, très novatrice, a été adoptée et développée par Costall *et al.* [100, 222, 223]. La Figure I-25 montre le modèle unidimensionnel utilisé pour simuler l'écoulement instationnaire dans une turbine du turbocompresseur à simple entrée. Le tube (0) représente le volume total de la section d'essai relevant de la longueur entre le plan de mesure des essais et l'entrée nominale du rotor. Bien que la forme de

ce tube 1D soit très éloignée de celle d'une volute, l'objectif était de construire un modèle le plus simple possible pouvant résoudre les effets de vidange-remplissage dus à l'action des ondes de pression. Sa longueur est réglée à partir du plan de mesure jusqu'à un point situé à  $180^\circ$  en aval du bec de la volute, comme effectué dans les travaux réalisés par Chen *et al.* [167].

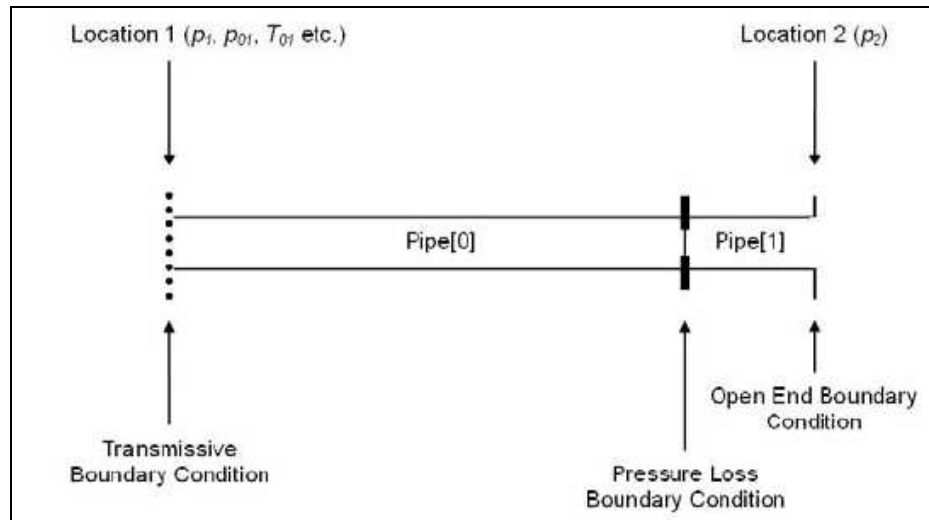


Figure I-25 : Représentation du modèle 1D d'une turbine simple entrée [100, 222, 223].

A cette étape, le niveau de simplification effectué sur la modélisation de la volute et la roue de la turbine doit être souligné ; le tube (0), de diamètre constant, représente le volume effectif de la volute et de la tuyauterie amont au rotor dans la mesure où ils ont un volume identique. Il y a beaucoup d'inconvénients dans cette approche, par exemple, les variations des conditions d'écoulements qui pourraient être testées autour de la volute, avant que le fluide entre dans le rotor, ne sont pas possible, et la convergence de la section de passage du fluide dans la volute n'est pas prise en compte. Costall *et al.* [100, 222, 223] soutiennent que le point final devrait idéalement être basé sur la valeur du débit masse traversant la turbine, de telle sorte que par exemple, la moitié du débit masse (en écoulement constant) soit consommé dans un angle d'azimut choisi de la volute. Mais du fait de la méconnaissance de la distribution du débit masse dans la volute, cette approche paraît extrêmement difficile. Par ailleurs, la chute de pression obtenue à cause des pertes est rassemblée en un seul terme source alors que ces pertes sont normalement issues de termes différents. Mais l'avantage de cette méthode est de simplifier considérablement la calibration du modèle. La chute de pression est modélisée comme une fonction de la vitesse du rotor et du nombre de Mach à la sortie du rotor ; elle doit être calibrée à l'aide des champs caractéristiques obtenus en régime d'écoulement stationnaire. Le tube (1) représente le volume dans les canaux du rotor et le volume en restant aval, c'est-à-dire le volume du diffuseur d'échappement ou du tuyau aval d'échappement. Comme pour le tuyau (0), sa longueur et son volume sont évalués sur la base des configurations d'essais. La Figure I-26 et la Figure I-27, montrent un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Mais il faut souligner que la précision de la prédiction des méthodes comme celle-ci repose également sur l'existence et la qualité des données d'essais appropriées pour modéliser le rotor quasi-stationnaire. Dans les turbines de turbocompresseur, même si ces données sont disponibles, elles ne couvrent souvent qu'une petite plage de fonctionnement. De fait, dans la pratique, l'utilisation d'une méthode d'extrapolation est souvent nécessaire, introduisant de fait, une incertitude supplémentaire.

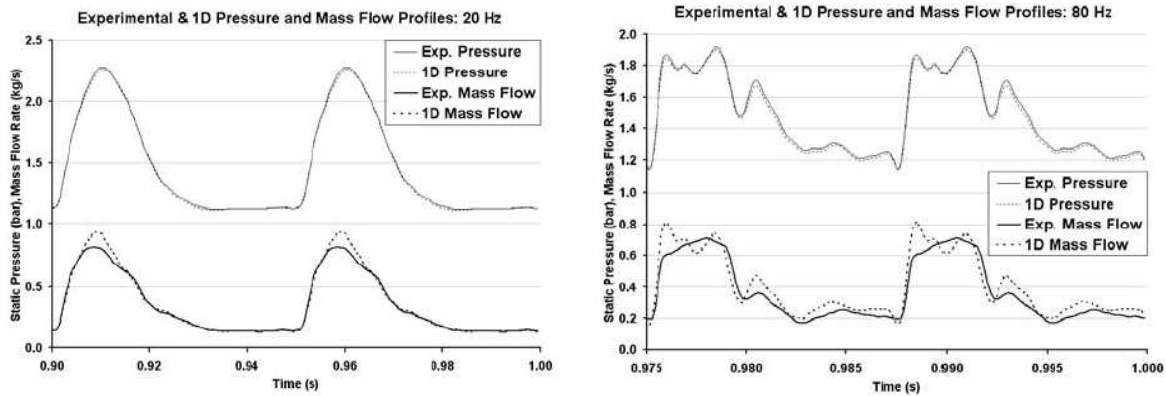


Figure I-26 : Profils de la pression d'entrée et du débit massique en fonction du temps [222].

Concernant les résultats expérimentaux de la Figure I-27, l'étude de ces résultats montre qu'à 20Hz, la corrélation entre les données expérimentales et les courbes de l'hystérésis du modèle 1D est bonne, puis elle commence à se dégrader. Ainsi, pour 80Hz la qualité de comparaison devient très faible, si bien que le modèle 1D traduit la présence de quelques caractéristiques particulières qui sont générées expérimentalement à ces hautes fréquences.

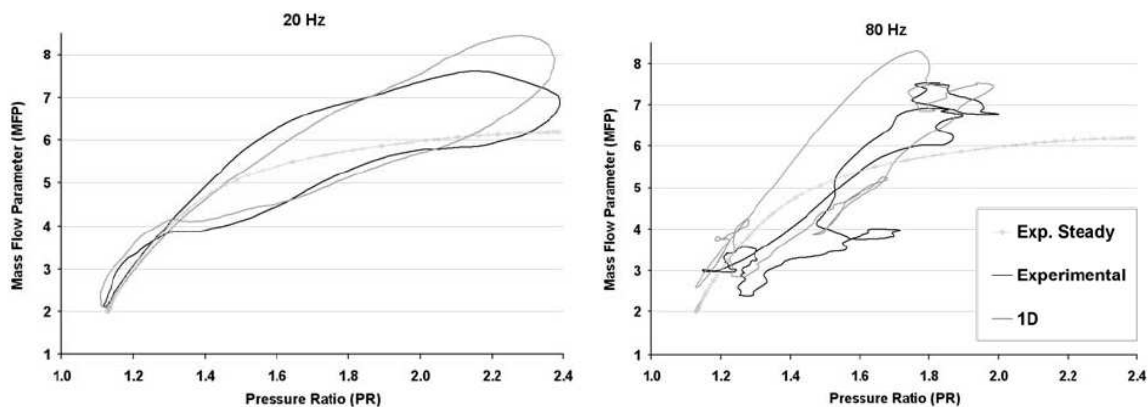


Figure I-27 : Champs caractéristiques du débit massique de la turbine en fonction du taux de détente [222].

Par ailleurs, Costall *et al.* [224] proposent une étude intéressante comparant un modèle de type vidange-remplissage à leur modèle 1D. Ce qui ressort de cette étude est que la modélisation de type vidange-remplissage ne peut pas toujours prédire correctement les valeurs instantanées du débit massique, à priori parce que sur ce type de modèle, de petites variations sur le profil de la pression d'admission peuvent avoir un impact significatif (à haute fréquence) sur les différentes boucles d'hystérésis. Néanmoins, les deux types de modèle montrent très clairement la différence importante entre les résultats de calcul instationnaire et les résultats obtenus en régime d'écoulement stationnaire. Récemment, Costall *et al.* [225] ont développé un modèle 1D pour turbine à double entrées, basé sur la même approche que le modèle à simple entrée. Chiong *et al.* [226] ont présenté les effets des modifications géométriques du modèle numérique 1D d'une turbine de turbocompresseur à double entrées fonctionnant dans des conditions d'écoulement pulsatoire et sous admission complète. Plusieurs modèles de volutes de turbines de complexité croissante ont été mis au point. Ils remarquent notamment que le débit masse prédit est fortement dépendant de l'état local des paramètres totaux (température et pression) de l'écoulement. Les principaux inconvénients de ces modèles sont les suivants :

- La précision des simulations des écoulements instationnaires de grande amplitude de la pression repose essentiellement sur la disponibilité de larges champs caractéristiques de la turbine. Cette modélisation n'est pas apte à extrapoler les données caractéristiques des turbines.
- Le modèle 1D est assez compliqué (voir Figure I-28), car il a des conditions limites interdépendantes ; ainsi, le temps de calcul est supérieur aux modèles conventionnels, et très supérieur aux modèles quasi-stationnaires. Cela est lié aux domaines supplémentaires impliqués.

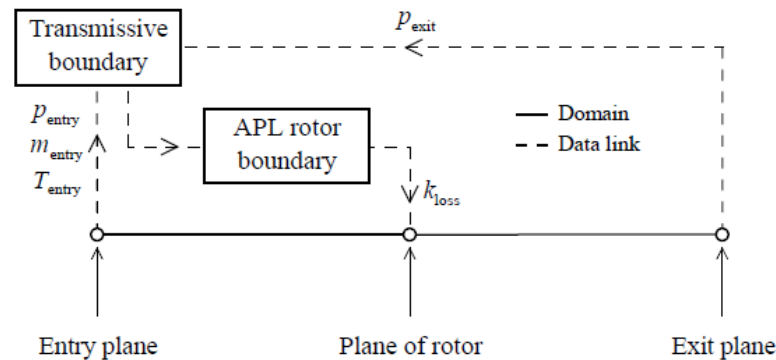


Figure I-28 : Chemin de l'information pendant le processus d'étalonnage de la condition limite du rotor (APL) [100].

- Mais la principale problématique de ce modèle est qu'il n'est pas capable de prédire le rendement instantané de la turbine. Il est donc limité aux écoulements froids et aux comparaisons sur les critères de pression et de débit. Ce manque a ensuite été remédié depuis pour le modèle à double entrée [225] en utilisant le modèle de jonction de conduite de Bassett *et al* [227] ; le rotor a un comportement considéré comme quasi-statique et les valeurs du rendement isentropique de la turbine sont directement interpolées sur un champ caractéristique basé sur le débit masse instantané plutôt que le rapport des vitesses à la roue. L'auteur indique que cette option semble donner une meilleure exactitude des prédictions des valeurs du rendement isentropique ; cependant aucun autre auteur n'a démontré la véracité de cette affirmation.

#### 1.4.3.2. - Les modèles 1D complexes :

En 1994, Miyaushi et Yoshiki [228], ont développé un modèle dans lequel ils proposent d'assimiler la turbine à un conduit unidimensionnel, divisé en plusieurs passages de différentes sections. Ils définissent ensuite une coordonnée  $x$  le long d'une ligne de courant représentative (voir Figure I-29). Ils définissent des pertes par friction dans le stator et des pertes inertielles dans le rotor. Ensuite, ils résolvent les équations de la dynamique des fluides par la méthode des caractéristiques. A chaque pas de temps les valeurs limites des paramètres sont obtenues en résolvant les équations de conservation de la masse, du premier principe, et en considérant les triangles de vitesses. Par ailleurs, la pression est constante entre la sortie du distributeur et l'entrée du rotor, et la pression de sortie du rotor est égale à la pression atmosphérique. Si un blocage sonique apparaît en un point, la vitesse en ce point est considérée égale à la vitesse du son. Les résultats obtenus en régime stationnaire sont proches des résultats expérimentaux en ce qui concerne le débit masse mais une

erreur est commise sur la puissance de la turbine. D'autre part, les résultats simulés pour un écoulement instationnaire ne sont pas suffisants.

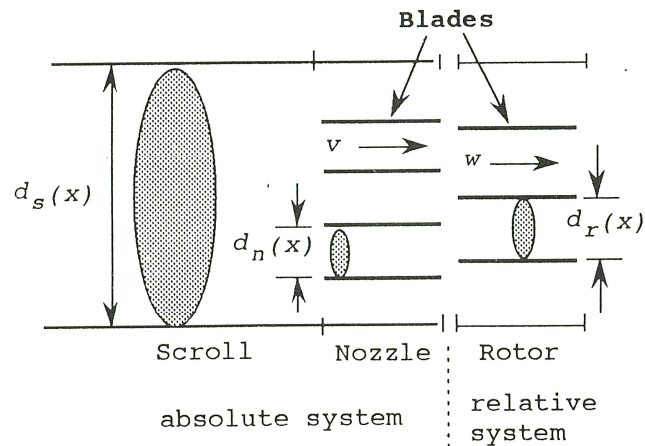


Figure I-29 : Représentation schématique du modèle de turbine étudié par Miyaushi et Yoshiki [228].

De manière similaire, un modèle totalement unidimensionnel de turbine radiale a été mis au point par Hu et Lawless [229]. La volute est discrétisée en un ensemble d'éléments le long de la ligne de courant (voir Figure I-30). Chaque canal du distributeur (stator) est traité comme un élément indépendant, et les conditions d'entrée de chaque canal sont déterminées par interpolation des éléments adjacents de la volute. Chaque canal inter-aube du rotor est simplifié en un élément radial et un élément axial.

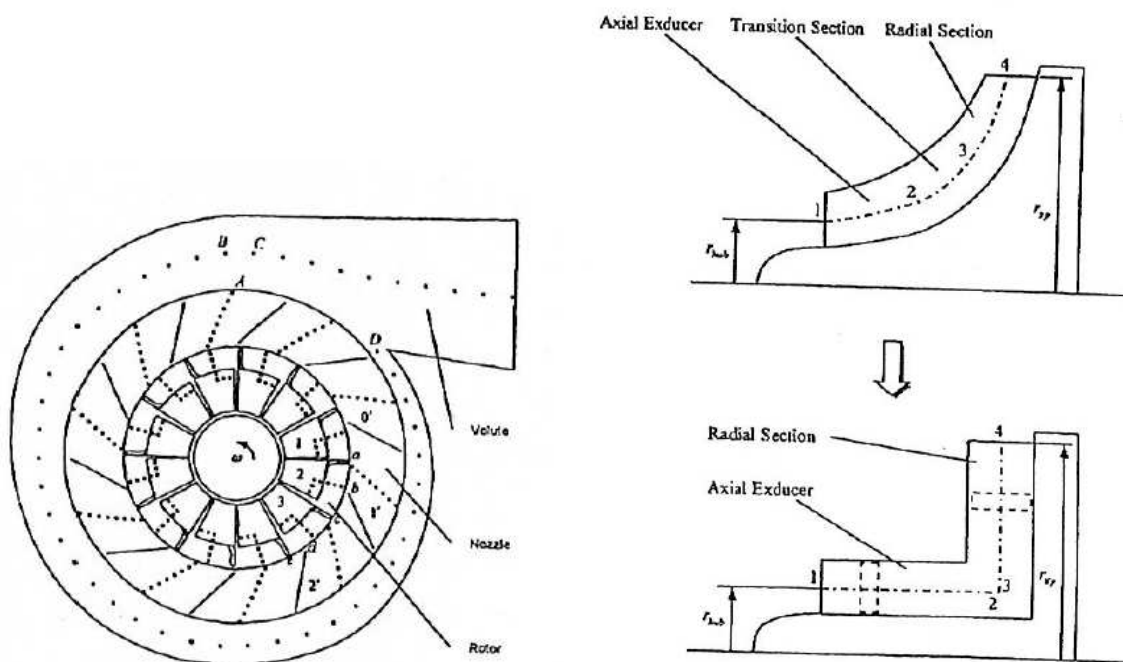


Figure I-30 : Maillage de la turbine et approximation de l'écoulement dans le rotor [229].

L'écoulement dans le rotor est résolu de manière relative, tout en utilisant une formulation absolue pour les composants du stator. Tout ceci évite d'ajouter des termes artificiels dans les équations pour tenir compte de la force de portance appliquée sur l'aube, et le transfert de puissance au rotor. Cependant, le modèle souffre d'un certain nombre de limitations, certaines plus fondamentales que d'autres. Pour les turbines

pourvues d'un distributeur lisse, il est nécessaire de considérer un angle constant d'entrée de l'écoulement dans le rotor. Par contre, une turbine à double entrée est traitée d'une manière très simple, essentiellement sous forme de deux turbines fonctionnant en parallèle ; impliquant qu'il n'y a pas de mélange entre les écoulements de ces deux turbines. Un problème plus fondamental se trouve dans le traitement des pertes. Le modèle résout les équations d'Euler 1D, et les effets non-isentropiques sont introduits en efforts inertiels et forces de friction. Lors des campagnes expérimentales préalables, les valeurs appropriées de ces forces ont été obtenues en comparant les valeurs du débit masse et du rendement mesurés en régime permanent avec leurs valeurs isentropiques. Le problème de l'attribution d'une fraction des pertes de chaque composant a été résolu de manière très simple en supposant que la totalité des déperditions avait lieu dans le rotor. Un autre point négatif de ce modèle est que pour traduire, à partir des champs caractéristiques ou des mesures expérimentales particulières, les pertes en forces de friction et d'inertie, il est nécessaire de connaître un grand nombre de valeurs géométriques de la turbine. Tout ceci ne rend pas facile la mise en œuvre et l'utilisation d'un tel modèle.

Macek *et al* [230-233] ont développé un modèle de turbine 1D permettant de modéliser des turbines centripètes d'automobile. Ce modèle a été développé pour la simulation de moteur, et destiné à être implémenté dans un logiciel de calcul basé sur l'approche système. Le modèle est capable de généraliser et d'extrapoler les résultats des expériences pour des simulations à forts taux de détente ou avec des rapports de vitesses à la roue situés hors des limites de conception, grâce à l'utilisation de coefficients de calibration. La construction modulaire (voir Figure I-31) de ce modèle permet notamment de pouvoir intégrer plus facilement des modifications géométriques, ainsi le modèle est applicable aux turbines à simple et double entrées, à géométrie variable ou à soupape de décharge ; d'autres éléments peuvent être intégrés comme un stator lisse ou à ailettes, un diffuseur à l'échappement, etc... Ce modèle de turbine intègre des modèles de pertes dont les valeurs sont estimées à partir des essais expérimentaux et/ou des simulations 3D. La particularité de ce modèle est d'utiliser une modélisation de canaux rotatifs, relatifs aux canaux inter-aubes du rotor de la turbine. Le modèle de canaux rotatifs utilise l'approche unidimensionnelle tout en définissant un comportement 3D par le biais d'une procédure spécifique de transformation.

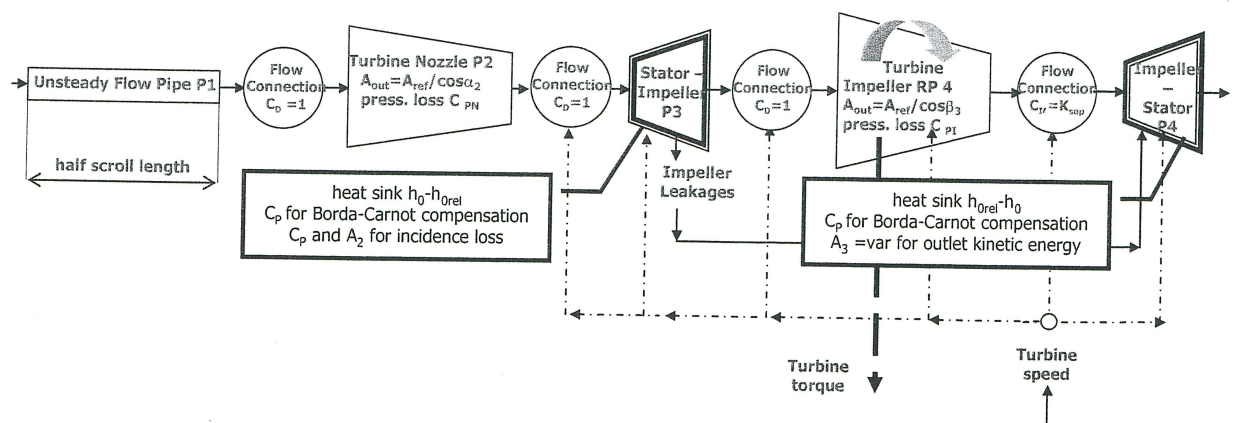


Figure I-31 : Schématisation du modèle minimal proposé par Macek *et al* [230-233].

Par ailleurs, le modèle est optimisé par un programme fonctionnant en boucle et recherchant des ensembles de 10 paramètres optimaux de calibration, afin d'avoir le meilleur accord possible avec les résultats des mesures expérimentales. Macek *et al* [233] ont récemment proposé une comparaison entre leur modèle 1D et un modèle 0D interpolant directement les champs caractéristiques de la turbine. Les résultats

concernant le débit masse et le rendement de la turbine sont représentés sur la Figure I-32, et montrent une différence réelle entre la simulation 1D et la simulation 0D, surtout sur le paramètre de rendement. Néanmoins, il aurait été plus intéressant de confronter ces modèles à un ensemble de résultats expérimentaux afin de juger d'une manière plus probante de leur fiabilité.

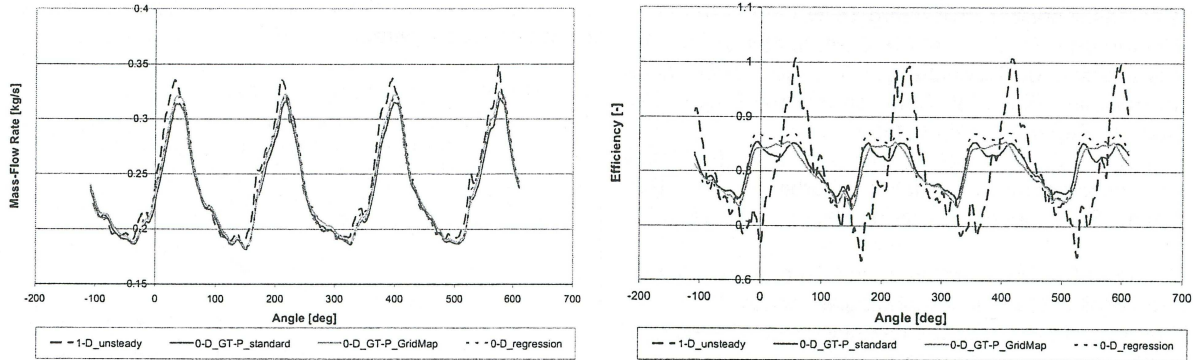


Figure I-32 : Comparaison des résultats de débit masse et de rendement du modèle 1D et des modèles 0D [233].

Du fait de la complexité de la mise en équation de ce modèle, celui-ci n'a pas fait l'objet d'étude supplémentaire.

#### I.4.4. - Les modèles multi-dimensionnels :

Bien que l'objectif de cette thèse soit principalement orienté sur les modèles 1D utilisant une approche quasi-statique, de vidange-remplissage, ou strictement unidimensionnelle. Il est intéressant de noter un certain nombre d'analyses importantes réalisées sur la base d'études CFD.

De manière générale, n'importe quel problème d'écoulement instationnaire peut être modélisé et calculé précisément grâce à l'utilisation des équations de Navier-Stokes. Les premiers à publier un travail dans ce domaine sont Lam *et al* [234], qui fournissent de nombreux détails sur l'approche adoptée. Le domaine de calcul est constitué, entre autre, des canalisations d'entrée et de sortie de la turbine; la condition limite d'entrée a été décrite en utilisant les données d'un code 1D de simulation de moteur, tandis que les conditions ambiantes ont été spécifiées pour la sortie. Il applique l'hypothèse du « rotor figé », qui traite le rotor comme un élément stationnaire. Mais, les auteurs ajoutent des termes dans les équations qui régissent le système pour tenir compte des effets de la rotation du rotor. Les auteurs ont justifié l'utilisation de cette méthode en soulignant que la fréquence des impulsions de pression est très inférieure à la fréquence de passage des aubes du rotor. Les auteurs ne proposent malheureusement pas de comparaisons avec des essais expérimentaux. Néanmoins, la forme générale des variations temporelles du débit masse et du couple calculées sur l'arbre, sont cohérentes avec celles observées dans la littérature. Les auteurs affirment que le rendement instantané (en régime d'écoulement pulsé) du rotor seul s'écarte seulement dans une faible mesure du rendement établi à l'état d'équilibre (voir Figure I-33). Cela semble indiquer que les performances du rotor fonctionnant en régime pulsatoire ne varient pas significativement de celles mesurées en régime permanent, et donc que l'hypothèse quasi-statique appliquée au rotor est cohérente. Toutefois, l'utilisation de la méthode du « rotor figé », peut aussi être la cause de cette observation.



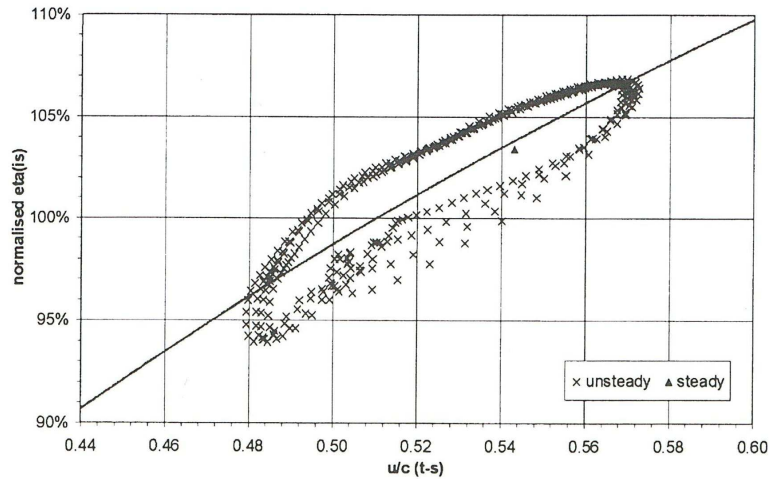


Figure I-33 : Variations du rendement isentropique instantané aux bornes du rotor [234].

L'approche du « rotor figé » a depuis été remplacée par de nouveaux travaux de modélisation 3D, réalisés par Palfreyman *et al* [235, 236]. En effet, dans les travaux de Palfreyman et Martinez-Botas [235], le rotor de la turbine tourne de manière explicite pendant le calcul, les mailles stationnaires et tournantes sont couplées à chaque pas temps à travers un plan de glissement situé à l'interface stator/rotor comme l'illustre la Figure I-34.

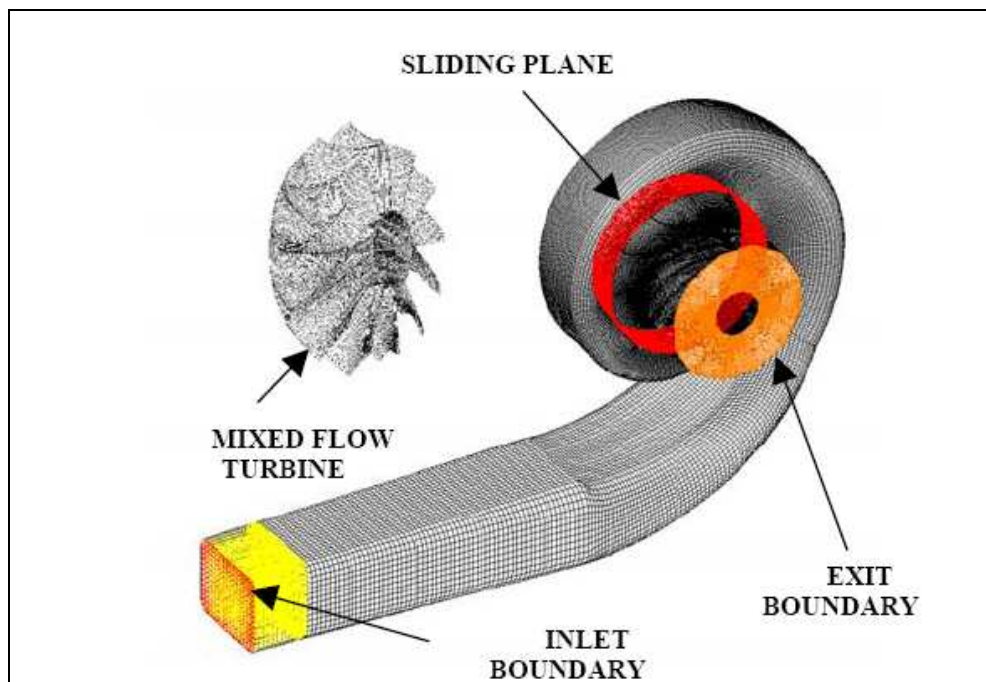


Figure I-34 : Détails du maillage du domaine de calcul montrant les surfaces des conditions aux limites [235, 236].

Les comparaisons du débit masse et du rendement mesurés et calculés, sont montrées sur la Figure I-35. La forme générale de la variation du rendement isentropique de la turbine durant le cycle d'impulsion est assez bien reproduite malgré certaines différences d'amplitudes sur une large partie du cycle. Par contre, le débit masse instantané est beaucoup moins bien prédit, même si cela pourrait être l'effet d'un emplacement différent du plan de mesure. Les différences entre les valeurs du rendement pour les écoulements stabilisés et non-stabilisés sont beaucoup plus importantes que pour l'étude de Lam *et al* [234]. Cette différence peut être



due aux choix technologiques, celui du rotor tournant plutôt que figé, et/ou, celui d'une turbine munie d'un distributeur (Palfreyman *et al.* [235, 236]) ou sans distributeur (Lam *et al.* [234]).

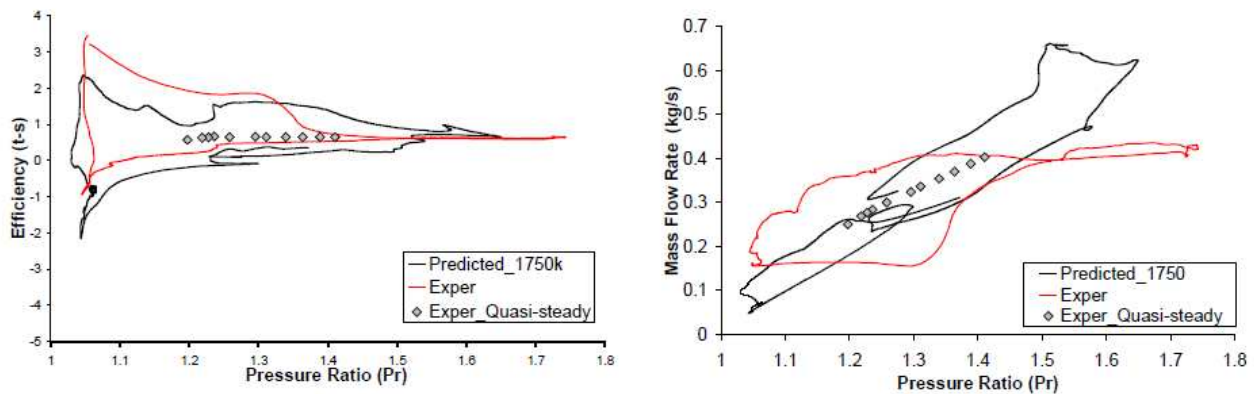


Figure I-35 : Courbes du rendement isentropique et du débit masse de la turbine pour une fréquence de 40Hz [235].

Dans la Figure I-35, il apparaît que le rendement instationnaire de la turbine prend des valeurs peu communes, celles-ci montent bien au-dessus 1,0 et chutent bien en deçà de 0. Ces résultats physiquement irréalistes découlent sans doute d'une mauvaise application de la définition du rendement isentropique.

Hellström *et al* [237-240] réalisent une analyse numérique tridimensionnelle d'une turbine dépourvue de distributeur et sans l'appui de données expérimentales ; néanmoins les auteurs présentent des résultats intéressants qui mettent en lumière certains des problèmes issus de ce type de modélisation. Ils utilisent une modélisation aux grandes échelles (LES) car ils estiment que lorsque l'écoulement est soumis à des pulsations de pression, il génère des turbulences de grandes échelles. Par ailleurs, ils utilisent un maillage glissant pour modéliser l'interface stator/rotor. Il est possible d'extraire deux points importants de ces études concernant les effets d'un écoulement pulsé sur une turbine centripète :

- La turbine ne peut pas être traitée comme un cas quasi-statique quand elle travaille dans des conditions d'écoulement pulsé. Cela, à cause de l'inertie de l'ensemble, de la déstructuration de l'écoulement (turbulences) durant la phase d'accélération, et, du déphasage inconstant entre la pression, le débit masse et la puissance. La divergence avec l'approche quasi-stationnaire s'accroît avec l'augmentation de la fréquence de pulsation. Ces facteurs affectent l'exactitude des résultats des modèles 1-D qui sont basés sur les champs caractéristiques de turbine qui sont mesurés dans des conditions d'écoulement stationnaire.
- La forte variation de l'angle d'incidence de l'écoulement dans la roue de la turbine, pendant l'impulsion de pression, affecte significativement le rendement de la turbine. La différence par rapport à l'angle optimal a comme conséquence la formation d'un puissant vortex au bout du bord d'attaque de l'aube, qui se détache, se déplace en aval et affecte de fait, la vitesse axiale de l'écoulement inter-aubes.

Ces résultats démontrent l'impact important que des détails fins, des conditions d'entrée de la turbine, ont sur les performances calculées ; mais cela nécessite une confirmation au moyen d'expérimentations.

Hamel *et al.* [241] dans une étude récente, présente une modélisation 3D de turbine centripète. La simulation numérique de la turbine pour des conditions d'écoulements pulsés est réalisée en imposant une température d'entrée totale constante et une vitesse de rotation du rotor fixe. Les résultats des performances instantanées d'une turbine centripète ont été obtenus pour une vitesse équivalente à 50% de la vitesse optimale de conception (29 500 tours par minute) et pour quatre fréquences différentes de pulsation: 20, 40, 56,8 et 80 Hz. La remarque majeure de cette étude est que lorsque la fréquence des pulsations de l'écoulement augmente, les conditions d'écoulement dans la turbine tendent vers l'instabilité et le débit masse moyen par cycle devient inférieur à la valeur relevée pour des conditions de fonctionnement équivalentes établies en régime permanent.

Enfin, Tucker [242, 243] a rassemblé une somme importante de connaissances sur les méthodes et perspectives des modélisations tridimensionnelles des effets des écoulements instationnaires sur les turbomachines. Bien que ses travaux soient principalement orientés vers le domaine aéronautique, un grand nombre d'informations est extrapolable aux applications de turbomachines d'automobiles.

### **I.5. - ESSAIS EXPERIMENTAUX DES TURBINES DE SURALIMENTATION FONCTIONNANT EN REGIME PULSE :**

Comme mentionné précédemment, l'écoulement gazeux au sein du système d'échappement d'un moteur à combustion interne est très instable, ce qui affecte de manière non négligeable les performances de la turbine. Les performances des turbines d'automobiles travaillant dans des conditions d'écoulement pulsatoire ont été évaluées par de nombreuses recherches portant sur les méthodes de calculs numériques et sur les expériences.

Dale et Watson [173] ont mesuré la puissance sur l'arbre d'une turbine à double entrée travaillant dans des conditions d'écoulement pulsé. Pour cela, ils ont utilisé un dynamomètre à haute vitesse. L'appareil a été étalonné avec les mesures effectuées sur banc d'essais en régime permanent, et comparé aux données constructeur. Suite à la campagne d'essais sur une turbine « twin-scroll », les auteurs ont conclu que le rendement variait avec les conditions d'admission aux différentes entrées, les valeurs les plus faibles du rendement ont été relevées lorsque l'écoulement pénétrait par une seule des deux entrées. Pour un fonctionnement avec une fréquence de pulsation de 40 Hz (voir Figure I-36), la déviation maximale de la valeur du rendement instantané par rapport à celle de l'hypothèse quasi-statique peut aller jusqu'à  $\pm 10\%$ .

En complément aux mesures effectuées par Dale et Watson [173], Yeo et Baines [191] ont mesuré le vecteur vitesse complet à l'entrée du rotor grâce à une vélocimétrie laser à deux points (L2F), à partir de laquelle l'angle d'attaque et l'angle de fuite ont été calculés. Ils ont montré qu'il se produit de grands changements de vitesse et de direction (changements angulaires) au cours d'une impulsion de pression d'entrée, lesquels provoquent de grandes variations de l'angle d'incidence au rotor. Peu de temps après, Baines et Yeo [192] ont montré que les variations de débit mesurées dans un écoulement instationnaire à l'entrée du rotor étaient similaires à celles mesurées sous flux constant (pour des conditions d'admission partielle et des mesures effectuées sur une turbine à double entrée) et qu'aucun effet instationnaire ne pouvait être vu à la sortie du rotor. La conclusion est que le transfert d'énergie à grande échelle dans le rotor élimine les effets de l'écoulement transitoire ; ce qui implique que le rotor peut être considéré comme un dispositif d'écoulement quasi-stationnaire. De fait, cela signifie que les effets dynamiques instables se produisent dans le volume amont au rotor. Mais cette remarque fut contredite par Winterbone *et al* [244, 245] qui ont mesuré la pression à l'entrée du rotor à différents angles d'azimut grâce à plusieurs piquages permettant de relever la pression statique sur la paroi de volute. Les auteurs ont conclu que les effets dynamiques dans une turbine

doivent provenir du rotor car leurs mesures ont montré que les pressions à l'entrée du rotor, pour un écoulement instationnaire, ont un comportement similaire à celles constatées pour des conditions d'écoulement constant. Néanmoins, le rotor de la turbine doit subir des variations importantes de pression et de débit masse.

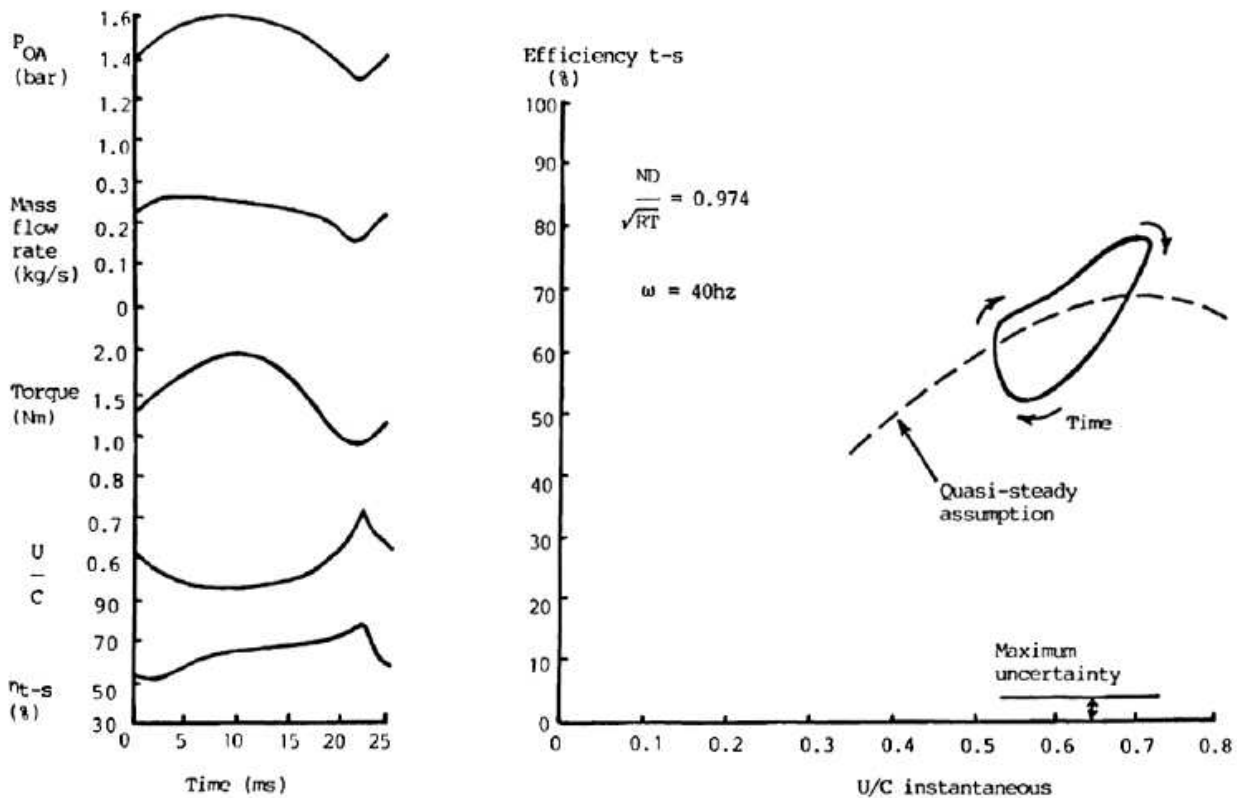


Figure I-36 : Rendement instantané et tracé des performances de la turbine sur une impulsion [173].

Contrairement aux installations d'essai de Dale et Watson [173], et Winterbone *et al.* [244, 245], qui employaient des dynamomètres hydrauliques, Capobianco *et al.* [246-248] ont utilisé le compresseur centrifuge comme frein dynamique. De fait, la mesure de la puissance de la turbine est dérivée de la puissance du compresseur (plus un ajustement en raison des pertes aux paliers) ; mais cette mesure n'est qu'une valeur moyenne, en dépit des mesures instantanées de pressions d'entrée et de sortie. Dans tous les travaux mentionnés, l'objectif était de déterminer les performances de la turbine et de les confronter aux valeurs obtenues par la méthode de prédiction quasi-stationnaire. De manière générale, il a été conclu que la corrélation entre le débit masse moyen et la puissance moyenne est globalement bonne, mais que le calcul quasi-stationnaire sous-estime constamment les données correspondantes aux mesures sur banc d'essais. De même, les auteurs relèvent que de manière générale les effets dynamiques sont d'avantage sensibles à l'augmentation de l'amplitude des pulsations qu'à l'augmentation de leur fréquence. Dans cette optique, Capobianco *et al.* [249] ont publié un travail dans lequel ils montrent que, pour leur turbine, le débit masse moyen diminue avec l'augmentation de l'amplitude des pulsations alors que dans le même temps, le rendement moyen augmente. Par la suite, l'équipe de Capobianco *et al.* [28, 250-253] a proposé plusieurs études sur des turbines à vanne de décharge et à géométrie variable fonctionnant avec des conditions d'écoulements instationnaires.

Lors du calcul du rendement isentropique, il est courant de supposer que la pression à la sortie de la turbine est constante pendant l'impulsion de pression. Cette hypothèse peut être remise en cause, particulièrement pour les turbines de petite taille communes aux applications automobiles. Capobianco et Marelli [250-253] ont étudié l'écoulement pulsé dans un collecteur d'échappement 4 en 1 et dans une turbine centripète à géométrie fixe, avec plusieurs conditions d'alimentation du collecteur d'échappement. Ils ont mis en lumière l'influence importante que joue la géométrie du collecteur d'échappement sur les performances de la turbine. Une des principales conclusions est que l'instabilité de l'écoulement à la sortie de la turbine ne peut pas être négligée, car la pression mesurée en aval de la turbine n'est pas constante sur la période d'impulsion, notamment lorsque la turbine travaille à faible charge. Le phénomène est d'ailleurs amplifié lorsque la vanne de décharge est ouverte.

Ehrlich [254] a effectué des mesures approfondies sur un moteur 6 cylindres Diesel afin d'analyser l'influence du moteur sur les performances de la turbine, et notamment celle de l'écoulement pulsatoire. Les pressions instantanées ont été mesurées en amont et en aval de la turbine. Les mesures des températures sont effectuées avec des thermocouples fins ayant une réponse compensée en fréquence. La vitesse d'écoulement a été évaluée par l'intermédiaire d'une technique de vélocimétrie PIV permettant le calcul du débit masse instantané. Les mesures ont montré que les vitesses d'écoulement, les pressions et les températures dans le volume du collecteur d'échappement et de la turbine, se propagent à des vitesses différentes. Ceci suggère que le calcul de la vitesse de l'écoulement basée sur le déphasage de certains paramètres physiques mesurés sur banc, utilisés pour obtenir les performances instantanées de la turbine, n'est probablement pas adéquat. Comme l'illustre la Figure I-37, les mesures ont également montré qu'il y a une accumulation de masse substantielle au sein de la turbine. Le stockage de masse ainsi que les variations de densité dues aux variations de pression et de température conduit à la conclusion qu'il n'y a pas de stockage d'énergie au sein de la turbine, et donc, que le rendement isentropique ne peut pas être défini de manière usuelle. Cela implique que le rendement de la turbine en écoulement pulsé s'éloigne de la description quasi-stationnaire des performances d'une turbine.

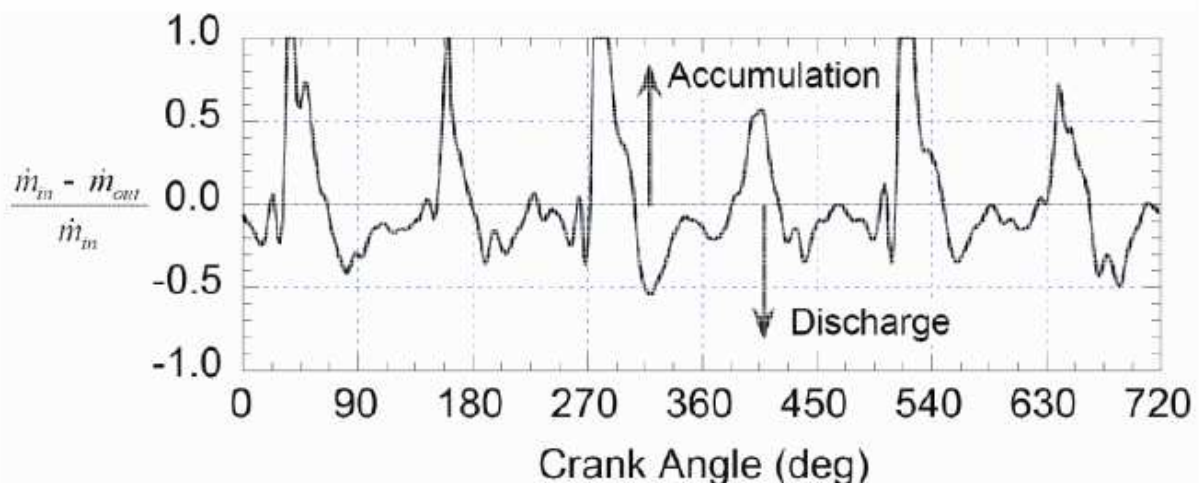


Figure I-37 : Stockage instationnaire de masse de fluide dans la turbine durant un cycle moteur [254].

Karamanis *et al* [255-257] ont conclu à partir d'une étude expérimentale, que la déviation du rendement isentropique par rapport la méthode quasi-stationnaire se réduit avec l'augmentation de la fréquence des impulsions. La fréquence de l'écoulement pulsé était de 40 Hz et 60 Hz, respectivement. Pour

calculer le rendement isentropique, ils ont appliqué une correction pour le retard de phase, ce qui correspondait à la durée du trajet de l'onde acoustique du plan de mesure à l'entrée de la roue. Suite à cette démarche, le rendement moyen sur le cycle s'est avéré plus faible que celui obtenu par la méthode quasi-stationnaire, en raison de la grande variation des conditions d'écoulement. En effet, l'angle d'incidence varie de  $-80^\circ$  à  $40^\circ$  pendant l'impulsion de pression. Dans l'expérience menée par Arcoumanis *et al.* [258] portant sur la mesure des performances de la turbine en écoulement stationnaire et instationnaire, pour différentes vitesses de rotation de la roue et avec des fréquences d'impulsions de 40 Hz et 60 Hz, les résultats ont montré que le rendement isentropique moyen sur un cycle était plus élevé pour une turbine à flux mixte que pour une turbine radiale. En calculant le rendement moyen par cycle au travers de la mesure du couple sur l'arbre de la turbine, il montre que rendement isentropique obtenu à partir des mesures temporelles (vitesses, températures totales...) est fortement affecté par le déphasage.

Une façon d'augmenter la production de travail d'une turbine fonctionnant avec une alimentation en écoulement pulsé serait d'utiliser un système de contrôle actif. Cela peut être fait par le contrôle de la zone d'entrée au rotor, grâce à la technologie de la géométrie variable. C'est dans cette perspective que Pesiridis *et al* [259, 260] ont entrepris des recherches sur les moyens et méthodes de contrôle actif d'une turbine évoluant dans des conditions d'écoulement instationnaires. La turbine utilisée a dû être fortement modifiée ce qui a entraîné un certain nombre de désagrément. Les modifications augmentent le taux de détente, surtout pour des débits masses élevés, mais en contre partie il y a une chute du rendement due à la désadaptation de la turbine. Néanmoins, pour leur prototype, les auteurs ont obtenu une amélioration de la puissance récupérée sur l'arbre (de l'ordre de 3 à 7%) par rapport à une turbine à géométrie variable classique.

Lujan *et al* [261] ont tenté une approche innovante pour calculer le rendement de la turbine sur banc d'essais moteur. Au lieu de mesurer toutes les propriétés thermodynamiques, ils ont utilisé un modèle 1D de la dynamique des gaz du moteur pour extraire quelques-uns des paramètres permettant de calculer le rendement de la turbine. Comme l'illustre la Figure I-38, ils ont relevé des écarts significatifs entre les valeurs mesurées (en instationnaire) et les valeurs cartographiées (en stationnaire) ; Ainsi la différence entre le rendement moyen et le rendement équivalent en stationnaire est de 13%. Tandis que le rendement réel de la turbine est, en moyenne, contenu à un niveau de 75% du rendement correspondant aux valeurs mesurées par le fabricant de la turbine. Ces remarques doivent être pondérées car les mesures de puissance fournies par la turbine sont effectuées sur la partie compresseur, et celle-ci ne prend pas en compte les fluctuations de vitesse du turbocompresseur.

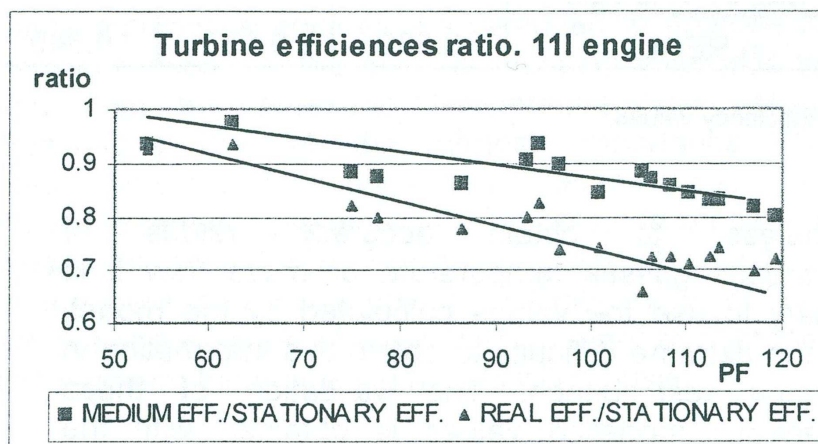


Figure I-38 : Evolution des rapports du rendement instationnaire sur le rendement cartographié, en fonction de la fréquence des pulsations [261].

Plus récemment, Szymko *et al.* [262, 263], avec le développement d'un dynamomètre à courant de Foucault, à aimants permanents, ont été capable d'effectuer des mesures à haute vitesses de rotation. Les principaux objectifs de la conception du dynamomètre ont été d'augmenter la capacité de charge et la précision de mesure sous écoulement constant et sous écoulement pulsé. Les tests ont pu être effectués sur une large gamme de rapport de vitesse allant de 0,375 à 1,068, beaucoup plus grande que dans les procédures de test standard, ce qui contribue à élargir la cartographie des paramètres caractéristiques de la turbine. Ce dernier point est particulièrement important lorsque l'on utilise des modèles basés sur les champs caractéristiques pour modéliser les performances d'une turbine sous des conditions d'écoulement pulsé. Par ailleurs, dans son analyse des données instationnaires, Szymko *et al.* [262, 263] ont introduit de nouveaux critères de comparaison, le nombre de Strouhal modifié (mSt) et le nombre de Strouhal modifié et pondéré par la pression (amont) (pmSt), qui permettent d'évaluer le niveau d'instabilité de l'écoulement pour les formes d'onde particulière observées sur banc d'essai. Quelques précisions sur cette méthode sont fournies dans la section consacrée à la caractérisation de l'instationnarité de l'écoulement.

En liaison avec les travaux réalisés par Hakeem *et al.* [264], Rajoo et Martinez-Botas [265-268] ont étudié les performances des turbines radiales à flux mixtes. Lors de ces essais [265, 267, 268], les auteurs ont observé que les performances de la turbine à géométrie variable divergent de manière significative par rapport à la condition quasi-stationnaire, comparé au comportement de la turbine à distributeur lisse (voir Figure I-39 et Figure I-40). Durant l'écoulement pulsé, des cycles de vidange-remplissage de la volute s'effectuent, cependant pour un angle d'aillette de 70° un important blocage sonique du distributeur s'opère ; la vidange de la volute est retardée jusqu'à l'apparition de l'impulsion de pression suivante. Ceci crée une contre pression et tend à augmenter la masse d'air dans la volute. Ils suspectent que la vidange lente de la volute ait pu entraîner une mesure du débit masse plus importante qu'elle n'est en réalité. Ceci provoque une estimation du rendement plus faible pour un angle de 70°. La surestimation du débit masse paraît évidente pour les angles de 70°, 65° et 60°, ce qui indique la possibilité d'une accumulation de masse d'air en amont du stator. D'autre part, à 50° et 40°, la turbine n'a pas de problème de chocs et la boucle d'hystérésis se retrouve plus près de la courbe correspondant au régime quasi-stationnaire (voir Figure I-39). Les problèmes de chocs sur les ailettes se répercutent aussi sur la plage des rapports de vitesses ( $U/C_{is}$ ) mesurés pour chaque angle d'aillette. Le plus faible rapport de vitesse enregistré était de 0,5, il est quasi identique pour chaque angle d'ouverture des ailettes, et est cohérent avec les valeurs relevées pour la turbine à distributeur lisse. Cependant, le rapport de vitesse le plus important augmente graduellement de 0,82 à 1,13 pour un angle d'aillette allant de 70° à 40° respectivement, ce qui est moins important que pour la turbine à distributeur lisse qui a un rapport de vitesse plus élevé avec 1,33. A 70° d'angle d'ouverture des aubes du distributeur, le rendement du cycle transitoire est environ 33% moins élevé que son équivalent quasi-statique et s'améliore graduellement avec une différence de 17% à 40° d'angle d'ouverture. Néanmoins, le rendement moyen du cycle le plus important a été enregistré pour un angle d'aillette de 65° et le moins important à 40°, ce qui est cohérent vis-à-vis de résultats quasi-statiques. Rajoo et Martinez-Botas [266] ont entrepris une campagne d'essais visant à examiner la possibilité de contrôler la géométrie variable de la turbine pour en tirer les performances optimales. Pour ces essais, le mouvement des aubes du distributeur est commandé de manière passive, mais aussi de manière active avec l'aide d'un actionneur. Pour le système passif, une augmentation de la pression dans la volute entraîne l'ouverture des ailettes du distributeur, tarées par un ressort pré-chargé ; lorsque la pression diminue, les ailettes se rétractent. De cette manière, la surface de passage de l'écoulement se retrouve augmentée pour les hautes pressions, tandis que la zone est réduite aux pressions inférieures. Les résultats montrent que le système passif a augmenté la puissance de sortie sur l'arbre (36% pour le meilleur des cas) pendant la période de l'impulsion lorsque le débit masse est faible, mais l'inconvénient est qu'il réduit la puissance maximale. Néanmoins, comme constaté dans d'autres

campagnes d'expérimentations [265, 267, 268], la puissance moyenne récupérée sur le cycle reste inférieure à celle d'une turbine à aubes fixes et d'une turbine à distributeur lisse. Au cours de ces essais, le rendement maximal a toujours été atteint avec le système de contrôle passif ; bien qu'un pic de rendement maximal ait été atteint avec le système de contrôle actif. D'ailleurs, les auteurs ont conclu que pour les systèmes de contrôle testés, le système passif avec aubes directrices mobiles est probablement le système le plus avantageux, en particulier pour les moteurs à combustion interne dont le travail s'effectue dans une étroite plage de vitesse. D'autre part, de nombreuses informations sont disponibles dans la synthèse effectuée par Rajoo et Martinez-Botas [269], qui ont réalisé une étude bibliographique très complète portant sur les turbines radiales à flux mixte, et traitant de nombreuses applications autant numériques qu'expérimentales.

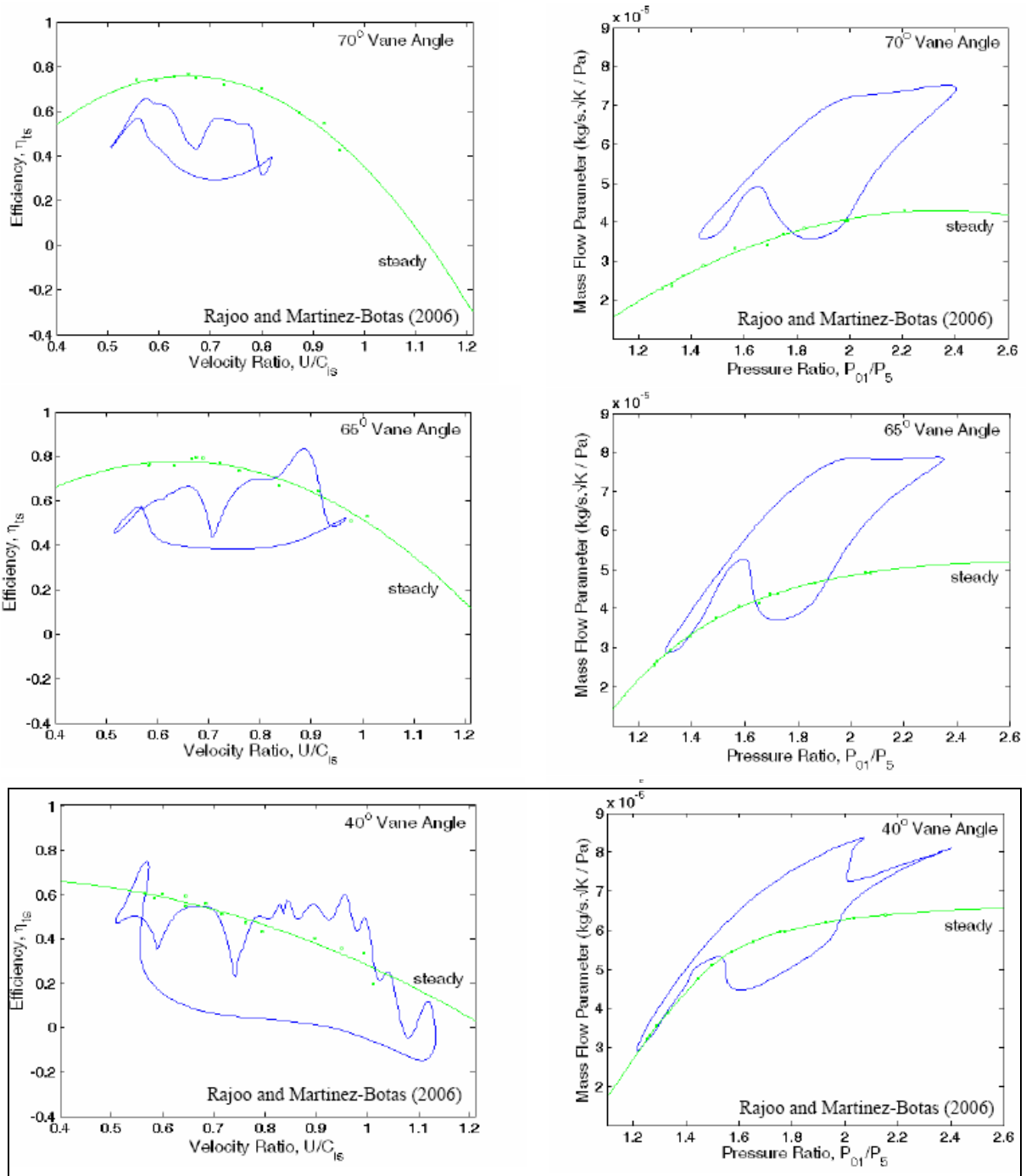


Figure I-39 : Résultats expérimentaux à 40Hz pour différents angles d'ouverture du distributeur.



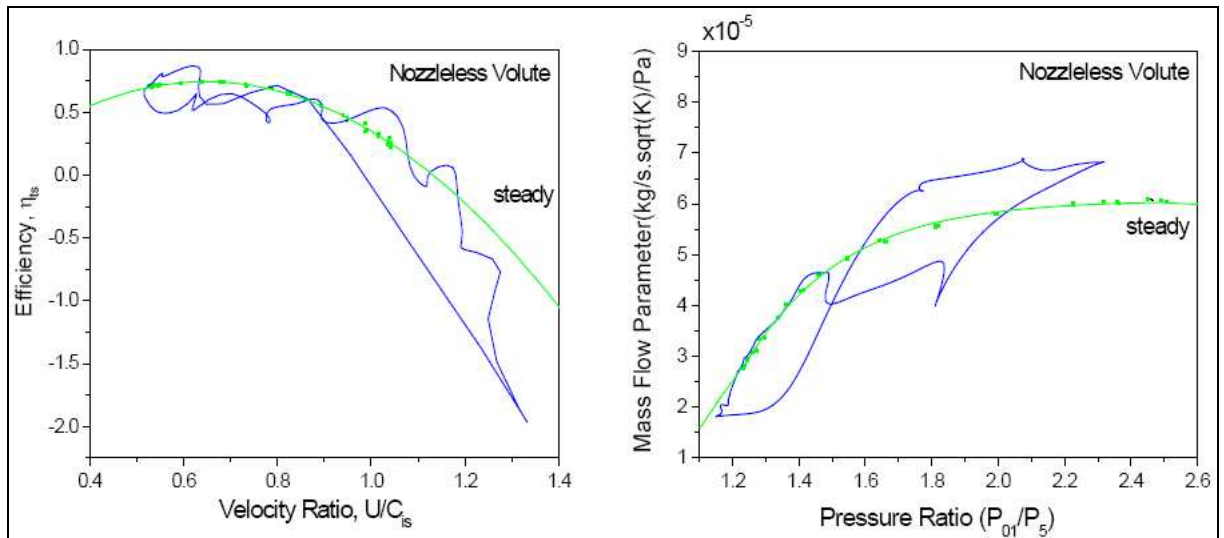


Figure I-40 : Résultats expérimentaux à 40Hz pour la turbine à distributeur lisse.

Dernièrement, dans le même laboratoire, Copeland *et al* [270-272] ont étudié expérimentalement le comportement d'une turbine à double admission et double volute (séparées circonférentiellement) en condition d'écoulement stationnaire et pulsé. Ses résultats montrent que l'hypothèse quasi-statique a tendance à sous-estimer les valeurs réelles du débit masse et du rendement de la turbine ; néanmoins, cette différence se réduit avec l'augmentation de la fréquence des pulsations. Par ailleurs, ces résultats ont fait l'objet d'une investigation numérique proposée par Newton *et al* [273].

## I.6. - METHODES ET MOYENS D'ESSAIS :

Nous l'avons vu précédemment, les résultats expérimentaux et numériques divergent fortement des interprétations quasi-stationnaires. Cependant, afin d'évaluer de façon cohérente ces résultats, il est nécessaire de définir des paramètres permettant de caractériser la similitude de fonctionnement de la machine pour les différents cas étudiés.

### I.6.1. - Caractérisation de l'instationnarité :

Comme tout autre domaine de la physique, la mécanique des fluides doit satisfaire la loi d'invariance dimensionnelle, qui conduit au théorème de Vaschy - Buckingham. Les grandeurs adimensionnées calculées suivant le théorème Vaschy-Buckingham, se déterminent à partir des grandeurs caractérisant l'écoulement du fluide ( $\rho$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $L$ ,  $\emptyset$ ,  $v$ ,  $a$ ,  $g$ , ...) et induisent des lois dites de similitude, qu'on peut classer suivant trois types :

- *Similitude géométrique* : Il y a similitude géométrique entre les différents modèles si les rapports de toutes les longueurs correspondantes de chaque modèle sont égaux.
- *Similitude cinématique* : Il y a similitude cinématique entre les différents modèles si les rapports des vitesses des particules homologues de chaque modèle sont égaux.
- *Similitude dynamique* : Il y a similitude dynamique entre systèmes géométriquement et cinématiquement semblables si les rapports entre toutes les forces homologues sont égaux.



Notre attention se portera alors sur les critères définissant une similitude dynamique entre les modèles puisque nous cherchons à définir un élément permettant la comparaison des performances dynamiques de turbines géométriquement et cinématiquement semblables.

Un écoulement pulsé est défini comme un flux qui se compose d'une partie constante et d'une partie superposée variant périodiquement et de longueur temporelle  $\phi$  (voir Figure I-41). Ce facteur de charge du cycle  $\phi$  peut être clairement établi comme l'action d'ouverture d'une soupape d'échappement vers le collecteur d'échappement. Comme défini par Costall *et al.* [100, 222], en moyenne sa valeur correspond au tiers de la période  $\phi = 1/3$ . Mais cette valeur peut être modulée en fonction des cas étudiés.

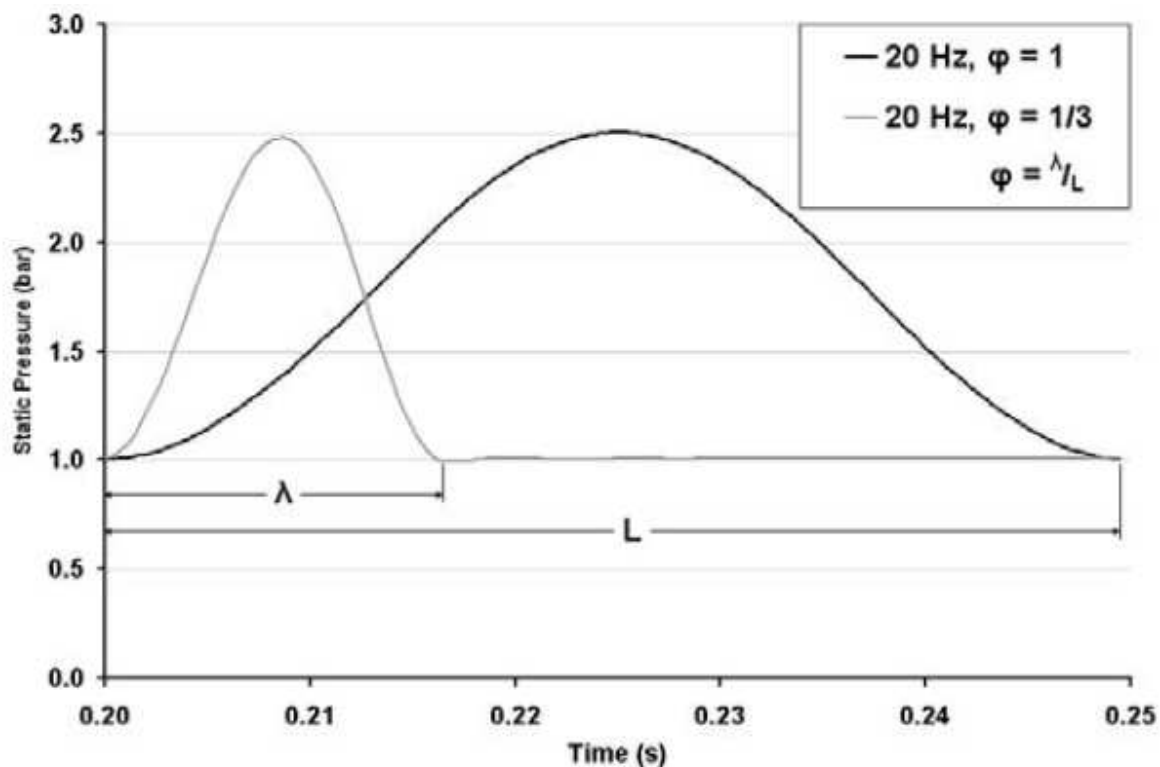


Figure I-41 : Représentation idéalisée d'une pulsation de pression [222].

#### 1.6.1.1. - Le nombre de Womersley :

La fréquence et l'amplitude des écoulements pulsés dans les systèmes d'échappement peuvent être déterminées par le nombre de cylindre du moteur et en fonction du point de fonctionnement de celui-ci, c'est-à-dire de la vitesse de rotation et de la position de l'accélérateur. La géométrie du collecteur d'échappement peut aussi affecter l'écoulement au sein de la turbine, puisque les courbures simples ou doubles induiront un flux secondaire, les jonctions perturberont l'écoulement et il y aura aussi les ondes de pressions qui pourront être reflétées par le collecteur. Le comportement des écoulements oscillatoires ou pulsatoires dépend de l'équilibre entre des effets visqueux et l'accélération du fluide. L'importance relative du terme de l'accélération par rapport au terme visqueux dans l'équation du mouvement peut être exprimée par le nombre de Womersley, défini comme :

$$Wo = r \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot f}{\nu}} \quad (I-57)$$

Où  $r$  est le rayon du tube,  $f$  est la fréquence et  $\nu$  est la viscosité cinématique. Pour des nombres de Womersley faible ( $\alpha < 1$ ), la vitesse est proche d'un écoulement quasi-statique de Poiseuille qui est en phase avec le gradient de pression. Ce nombre adimensionnel est très utilisé en biologie pour les applications liées à la circulation sanguine (fluide non-newtonnien) [274, 275].

#### I.6.1.2. - Le nombre de Strouhal :

Certains auteurs utilisent le nombre de Strouhal, qui est un paramètre fondamental car il représente le rapport de la longueur de référence avec la longueur parcourue par une particule fluide à la vitesse de référence pendant une durée de référence de l'écoulement, soit

$$St = \frac{fd}{\nu} \quad (I-58)$$

Où,  $f$  est la fréquence de l'écoulement,  $d$  est la caractéristique de longueur de l'écoulement (ex : diamètre du tube), et  $\nu$  est la vitesse amont de l'écoulement. Ce paramètre est à la base utilisé en aérodynamique pour caractériser la turbulence d'un écoulement dans le sillage d'un corps. La signification physique de ce paramètre relative au détachement tourbillonnaire sera détaillée plus loin. Par essence, le nombre de Strouhal est un paramètre lié à l'écoulement ne tenant pas compte de la structure. Lorsque sa valeur est petite devant 1 ( $St \ll 1$ ), la distance parcourue par une particule fluide pendant une période d'oscillation est grande devant la largeur de la structure. L'écoulement se comporte comme si les oscillations n'existaient pas et on dit qu'il est quasi-stationnaire, c'est à dire qu'à chaque instant on peut le considérer stationnaire pour chaque position instantanée de la structure. Bien que les applications divergent, Chen [166] a montré que l'on pouvait supposer un comportement quasi-statique du rotor, dès lors que le nombre de Strouhal à chaque pas de temps, reste inférieur à 1.

De nombreuses modifications de ce nombre existent, par exemple pour mesurer les effets instationnaires nous pouvons remplacer la fréquence  $f$  de l'équation générale par  $\omega = 2\pi f$ , ce qui nous donne la fréquence réduite  $\beta$  donnée par Greitzer *et al* [276] :

$$\beta = \frac{\omega \cdot D}{\nu} \quad (I-59)$$

Afin de juger des effets instables à partir de ce nombre, ils ont établis que si :

- $\beta \ll 1$  : les effets instables sont faibles.
- $\beta \gg 1$  : les effets instables sont dominants.
- $\beta \approx 1$  : les effets stables et instables sont importants.

Il est à noter que la seule différence entre le nombre de Strouhal et la fréquence réduite est le facteur ( $2\pi$ ), dès lors, une valeur du nombre de Strouhal telle que  $St = \frac{1}{2\pi} \approx 0,16$  peut être utilisée comme point

de référence pour lequel les effets instationnaires et l'accélération convective (c'est-à-dire l'accélération des particules dans le fluide) contribuent de manière égale aux variations de pression statique. A noter aussi que la fréquence réduite a une nature très proche du nombre de Womersley.

Depuis, d'autres modifications ont été faites sur le nombre de Strouhal. Szymko *et al.* [262, 263, 277] utilisent un facteur de correction d'impulsion  $\frac{1}{2\phi}$ , où  $\phi$  est la longueur de l'impulsion divisée par la longueur d'onde absolue. Ceci conduit au nombre de Strouhal modifié ( $MSt$ ) qui s'écrit :

$$MSt = \frac{f \cdot D}{v} \cdot \frac{1}{2\phi} \quad (I-60)$$

Cette modification du nombre de Strouhal prend donc en compte le fait que l'onde générée par le banc d'essai (ou le moteur par exemple) n'est pas sinusoïdale, avec l'impulsion de pression principale qui existe seulement sur une fraction de la période d'impulsion. Cette modification est uniquement utile si l'on change la forme de l'onde, soit si l'on modifie la loi d'ouverture de la soupape d'échappement. Une seconde version remplace la vitesse du gaz  $v$  par la vitesse de propagation de l'onde de pression, ceci nous donne le nombre de Strouhal modifié par le paramètre de pression ( $PMS_t$ ) qui s'écrit :

$$PMS_t = \frac{f \cdot D}{v \pm a} \cdot \frac{1}{2\phi} \quad (I-61)$$

En appliquant ces mesures d'instabilités à un banc d'essai de turbocompresseurs d'automobiles, Szymko *et al.* [262, 263, 277] ont observé que les effets instationnaires peuvent être détectés sur la courbe de rendement pour une valeur du  $PMS_t \approx 0,1$ . Pour un point de fonctionnement auquel la fréquence de pulsation atteint 20Hz, il relève une valeur du  $MSt = 0,25$  et de  $\beta = 1$ , point à partir duquel les effets instationnaires doivent certainement commencer à être significatifs.

#### I.6.2. - L'analyse des performances de la turbine en écoulement pulsé :

Les logiciels de simulation fonctionnent en discrétisant le cycle du moteur en petits intervalles de temps (ou d'angle vilebrequin pour les applications moteur), et ont donc besoin d'accéder à la performance des turbines à plusieurs reprises au cours d'un cycle de calcul. Cela se fait normalement en utilisant les champs caractéristiques de la turbine ou des bases de données ; les principaux paramètres utilisés sont le débit masse, le rapport de pression, la vitesse et le rendement. Pour représenter les effets de l'écoulement pulsé lors de l'utilisation des champs caractéristiques (méthode quasi-stationnaire) obtenus à partir des essais expérimentaux ou des données issues des constructeurs, des facteurs correctifs empiriques de débit masse et de rendement peuvent être utilisés. Ceux-ci sont normalement obtenus en comparant les performances de la turbine mesurées sur banc d'essais (régime stationnaire) avec celles obtenues sur banc d'essai moteur par exemple (régime pulsé). Isawaki *et al.* [278] utilisent cette approche.

Les modèles décrits ici pourraient, du moins en principe, être utilisés pour calculer les facteurs de correction similaires, en intégrant le flux de masse et la puissance instantanée durant le cycle [261], mais une telle approche est inefficace et peu pratique. Les valeurs aux conditions aux limites de la pression et de la température à l'entrée de la turbine et la pression à la sortie de la turbine, qui sont nécessaires pour n'importe quel modèle de turbine, varient durant le cycle moteur et doivent donc être obtenues à partir de simulations. Ainsi, pour obtenir ces valeurs, une procédure itérative est nécessaire entre la simulation moteur et le modèle instationnaire de turbine, évoluant jusqu'à ce que tous les paramètres moyennés du cycle aient convergé. En outre, ces facteurs sont très souvent utilisés comme critères de comparaison entre les performances quasi-statique et instationnaires de la turbine. Beaucoup de chercheurs [58, 140, 141, 145, 246, 247, 270] utilisent les facteurs de débit et de puissance ((I-62) et (I-63)), lesquels sont généralement inférieurs à l'unité, ce qui signifie que l'hypothèse quasi-stationnaire a tendance à sous-estimer les performances de la turbine évoluant en régime d'écoulement instationnaire.

$$I_M = \frac{Qm_{Ins}}{\frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} Qm(t)_{QS} \cdot dt} \quad (I-62)$$

$$I_P = \frac{\dot{W}_{Ins}}{\frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} \dot{W}(t)_{QS} \cdot dt} \quad (I-63)$$

Dès lors, il est envisageable de prétendre construire des champs caractéristiques instationnaires de turbine. Cette méthode est parfois recherchée dans l'espoir de remplacer directement les champs caractéristiques standards de débit masse (stationnaire), bien que les champs caractéristiques instationnaires ne puissent être qu'une approximation. Concernant le rendement instantané de la turbine qui est souvent déterminé à partir des événements au pas de temps antérieur, il est préférable, pour plus de réalisme, de considérer un modèle de turbine relié à un modèle de moteur fonctionnant en régime dynamique. Dès lors, cela permet de prédire le rendement de la turbine à chaque pas de temps et pour chaque cycle du moteur.

Les sorties d'un modèle de turbine conventionnel sont le débit masse (souvent représenté par le débit réduit  $\dot{m}\sqrt{T_e^*}/P_e^*$ ) et le rendement instantané qui est défini comme suit:

$$\eta_{Ts}(t) = \frac{W_{Turb}(t)}{W_{idéal}(t)} \quad (I-64)$$

Où  $W_{Turb}(t)$  est le travail de sortie sur l'arbre, par unité de débit de masse, au temps t. Pour les modèles 0D et 1D en utilisant l'hypothèse d'un rotor quasi-statique, le rendement peut être calculé à partir du changement d'enthalpie totale à travers le rotor, car cela est compatible avec l'hypothèse quasi-stationnaire. Toutefois, ces modèles nécessitent un apport en termes de pertes empiriques, et doivent être étalonnés. Pour les méthodes CFD, un calcul basé sur le changement d'enthalpie est moins fiable parce que les transformations thermodynamiques d'entrée et sortie ne coïncident pas dans le temps. Une meilleure méthode consiste à déterminer le couple à chaque pas de temps par l'intégration spatiale des composantes tangentielles de la force de pression exercée sur chaque pale du rotor.

Le calcul du travail réel instantané, comme proposé par Westin *et al* [152, 153, 279, 280], consiste à élargir la période de travail instantané comme étant la somme du travail du compresseur, et du travail effectué pour accélérer le système en rotation du turbocompresseur :

$$\dot{W}_{Turb}(t) = \left(\frac{2\pi}{60}\right)^2 \cdot J \cdot N_{Turb} \cdot \frac{dN_{Turb}}{dt} + \frac{1}{\eta_{méca}} \cdot \dot{m}_c \int_{T_{e\_c}}^{T_{s\_c}} C_p \cdot dT \quad (I-65)$$

Et

$$\dot{W}_{Idéal}(t) = \dot{m}_{s\_Turb} \cdot C_{p_{s\_Turb}} \cdot T_{e\_Turb}^* \cdot \left(1 - \left(\frac{P_{s\_Turb}}{P_{e\_Turb}^*}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) \quad (I-66)$$

Où  $J$  est l'inertie du rotor et  $N_{Turb}$  est la vitesse de rotation. Tous les termes de cette équation sont instantanés, mais il est implicite dans cette équation que le fonctionnement du compresseur ne varie pas au cours du cycle. Cette équation évite un calcul séparé du travail de la turbine à partir des conditions de fonctionnement de celle-ci, mais il ne s'appuie que sur la connaissance de la vitesse instantanée du turbocompresseur. De fait, il est adapté à l'analyse des données d'essais à partir du moment où la vitesse de rotation peut être mesurée à une fréquence suffisamment élevée. Mais, lors des simulations, il ne faut pas perdre de vue que c'est la puissance de la turbine qui implique une variation de régime de rotation et non l'inverse. Winkler *et al* [281] utilisent la même approche ((I-65) et (I-66)) pour une turbine double entrée (twin scroll), la variation consistant à additionner les travaux isentropiques des deux écoulements entrant dans la turbine (non plus sortant). D'ailleurs, les auteurs ont noté la présence d'interactions significatives entre les deux flux de masse d'air.

Marelli et Capobianco [28] proposent une méthode alternative pour calculer la puissance de la turbine. Tout d'abord, le travail idéal est calculé à partir des conditions d'entrée de la turbine et fonction du taux de détente isentropique. Le fait de prendre en considération les conditions d'entrée, notamment  $\dot{m}_T$  peut être soumis à discussions. Car, autant si l'on utilise une turbine à géométrie variable, cette hypothèse est tout à fait concevable ; en revanche, pour une turbine disposant d'une vanne de décharge, cette hypothèse conduit à une erreur dès lors que la vanne de décharge s'ouvre. Ceci relevant du fait que la valeur de la masse d'air admise n'est pas égale à la valeur de la masse d'air « active » travaillant sur le rotor, une part étant déviée directement vers l'échappement.

$$\dot{W}_{Turb}(t) = \frac{\dot{W}_{Comp} \cdot N_{Turb}}{\eta_{méca} \cdot \bar{N}_{Turb}} + \left(\frac{2\pi}{60}\right)^2 \cdot J \cdot N_{Turb} \cdot \frac{dN_{Turb}}{dt} \quad (I-67)$$

L'équation (I-67) implique que la totalité des quantités variables dans le temps doit être mesurée au même instant. Cette définition n'est pas satisfaisante parce que le travail est développé dans le rotor, alors que  $P_{e\_Turb}^*$  et  $T_{e\_Turb}^*$  sont évaluées à l'entrée de la turbine, ou peut-être une certaine distance en amont de l'entrée, et  $P_{s\_Turb}$  est mesurée à la sortie ou en aval de la sortie de la turbine. En conditions de débit

constant, cela n'a pas d'importance, mais lorsque le débit est instationnaire, la chronologie des événements qui se produisent aux différents endroits de la turbine devient un paramètre très important. Cet effet est la cause de valeurs physiquement irréalistes du rendement isentropique. D'autres incohérences ont également été observées. Hellström et Fuchs [239] ont réalisé une étude numérique, pour cinq cas différents de simulation d'une turbine pour laquelle la puissance de sortie moyenne varie de près de 20% entre chaque cas. L'efficacité isentropique, basée sur des valeurs moyennes temporelles, varie de seulement 2%. Certains chercheurs ont tenté de concilier cela en calculant le rendement à partir des mesures des valeurs recherchées à chaque instant, les différences de temps (déphasage) étant calculées de manière à compenser la séparation spatiale entre les différents points de mesure. Le calcul correct des déphasages temporels entre chaque point de mesure devient essentiel à l'exactitude de la solution. La principale question en ce sens étant de savoir si le temps devrait être basé sur la vitesse de transmission acoustique ou la vitesse de déplacement de la masse d'air. A priori, les deux effets sont présents dans une turbine. La propagation des ondes peut prédominer dans les tests à froid sur banc d'essais, mais dans le cas du fonctionnement du moteur, la situation est moins claire. Quelle que soit la conclusion finale, le résultat est qu'il n'existe actuellement pas de définition claire et approuvée de tous, pour l'évaluation du rendement de la turbine fonctionnant dans des conditions d'écoulement instationnaire.

Par ailleurs, Hellström et Fuchs [238-240] ont montré, à partir d'une étude numérique, qu'il existe un déphasage temporel non constant entre le débit masse, la température, la pression à l'entrée de la turbine et la puissance sur le rotor. Le déphasage varie au cours de l'impulsion de pression, mais dépend aussi de la fréquence des pulsations, ainsi que de la configuration géométrique du collecteur amont à la turbine. De fait, une des solutions serait de définir le processus de la transformation isentropique de l'entrée du rotor jusqu'à la sortie du rotor, plutôt qu'entre l'entrée et la sortie de la turbine. En pratique, cela est difficile à faire expérimentalement dans une petite turbine. Car la mesure de la pression totale et la température totale, même en régime d'écoulement stationnaire, nécessite des sondes extrêmement petites, dans un certain nombre et dans différentes positions spatiales. Cela engendre des problèmes considérables, même dans des conditions de débit constant. Toute sorte de paramètres, de critères de comparaison ont été développés ; tous sont utiles pour comparer les turbines dans la même application. Les comparaisons entre des turbines utilisées dans différentes applications n'auront pas la même validité, parce que ce qui est mesuré sur chaque turbine est une combinaison de l'énergie d'échappement à sa disposition et l'efficacité avec laquelle cette énergie est convertie.

### I.6.3. - La structure des bancs d'essais instationnaires :

#### I.6.3.1. - Les générateurs de pulsations :

La mesure sur banc d'essais a de nombreux avantages : elle est plus souple, plus stable et plus reproductible que la mesure directe sur moteur. Pour effectuer des essais en régime d'écoulement pulsé, il est nécessaire d'appareiller le banc d'essais à un système permettant de réguler de manière cyclique les flux d'air. Ce dispositif est un *générateur de pulsation*, et il en existe trois grandes classes.

Le modèle le plus simple et le plus commun utilisé comme générateur de pulsation est la vanne rotative (voir Figure I-42), laquelle servant à générer les ondes de pression. De nombreux auteurs ont utilisé cette technologie [58, 63, 173, 193, 252]. L'intérêt de cet outil est d'être capable de générer des ondes

d'amplitudes et de fréquences variables. C'est un outil simple à réaliser et dont l'étanchéité des pièces est assez facilement maîtrisable. Néanmoins, il est très compliqué de faire varier la forme du signal de pression.

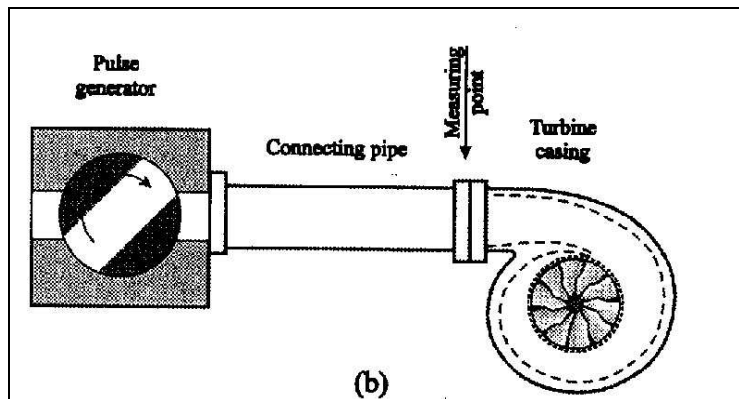


Figure I-42 : Schématisation d'un générateur de pulsation à barillet [63].

Malheureusement, certains auteurs estiment que le volume d'air interne au barillet, implique des effets parasites lors des simulations. Car la masse d'air à l'intérieur du barillet n'est pas réellement statique.

C'est pourquoi d'autres chercheurs [282-286], utilisent un dispositif à disque rotatif. Les avantages de cet outil résident dans la multitude de types d'ondes réalisables [283] (amplitude, forme, fréquence, etc...), la simplicité de sa fabrication et la possibilité de l'utiliser pour faire des essais en régime permanent (via un blocage du générateur en position ouverte ou via une vanne Bypass). L'inconvénient de cet outil est la maîtrise des étanchéités entre les éléments fixes et tournants.



Figure I-43 : Image du disque rotatif utilisé à l'Impérial College [100].

Le modèle présenté sur la Figure I-43 comporte deux disques ; mais, il est plus fréquent de trouver des systèmes mono-disque. Par ailleurs, Dale [179] a quant à lui utilisé un système à disques contrarotatifs qui lui permettait d'alimenter des turbocompresseurs de type « twin scroll ». Pour cet outil, son avantage est de pouvoir s'adapter aussi bien à une turbine à simple volute qu'à une turbine à double volute, cela en ne changeant que le raccord entre le générateur de pulsation et le turbocompresseur. Cet appareil peut aussi être utilisé en condition d'écoulement permanent en laissant les vannes en position ouverte. Néanmoins, il s'agit

d'un système assez compliqué dans le sens où il comporte beaucoup de pièces. Ceci induit de surcroît des problèmes d'étanchéité et de complexité des réglages. Il est aussi à noter que l'on a toujours un écoulement traversant même en position « fermé », ce qui permettrait à priori de se dispenser de la vanne de bypass.

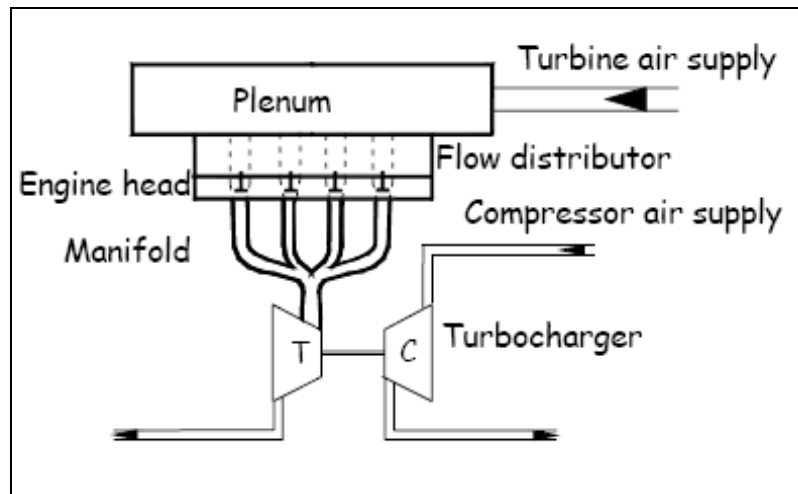


Figure I-44 : Schéma d'un générateur de pulsation utilisant une culasse d'automobile [252].

L'autre alternative, représentée sur la Figure I-44, est notamment utilisée par Capobianco *et al.* [252] sur leur banc d'essai de l'université de Gêne. Il s'agit de l'adaptation directe d'une culasse de moteur d'automobile. L'immense avantage de cette solution est la reproduction très réaliste des ondes de pression, sans le moindre réglage, avec, de plus, une étanchéité dynamique du système éprouvée. Néanmoins cette solution souffre de certains inconvénients, la modification de la forme de l'onde de pression ne peut se faire que par la modification de la loi de levée des soupapes (changement d'arbre à cames). En outre, si l'on veut simuler le comportement d'un moteur 3 cylindres, il faut une culasse issue d'un moteur 3 cylindres ou 6 cylindres, par exemple. Si ensuite, l'essai doit se faire sur une simulation d'un comportement d'un moteur 4 cylindres, cela implique un changement de culasse.

#### I.6.3.2. - Les dynamomètres :

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.6.2. -, il est assez compliqué de définir la puissance instantanée de la turbine à partir des mesures réalisées sur la partie turbine et la partie compresseur de l'ensemble du turbocompresseur. D'autant plus que ces mesures peuvent être soumises à discussion, du fait des transferts thermiques internes et/ou externes de la machine (§ I.1.4. -). C'est pourquoi les mesures directes de la puissance sur l'arbre de la turbine peuvent être une alternative intéressante.

Tout d'abord, Wallace *et al* [172] ont développé un dynamomètre hydraulique (voir Figure I-45), consistant en une roue ailetée, immergée partiellement dans un bain d'huile. Cet appareil est capable de mesurer la puissance développée par la turbine jusqu'à la vitesse de 100 000 tr/min. Néanmoins, il paraît très ambitieux d'utiliser les valeurs mesurées à cette vitesse, car le disque de frein à bain d'huile n'a plus de résistance hydraulique pour ces gammes de vitesse et il opère à sec. Cela cause des instationnarités de mesure alors que la turbine fonctionne en régime stationnaire. Cet outil reste intéressant pour les phases d'essais impliquant un couple important sur l'arbre ainsi qu'une vitesse de rotation réduite.



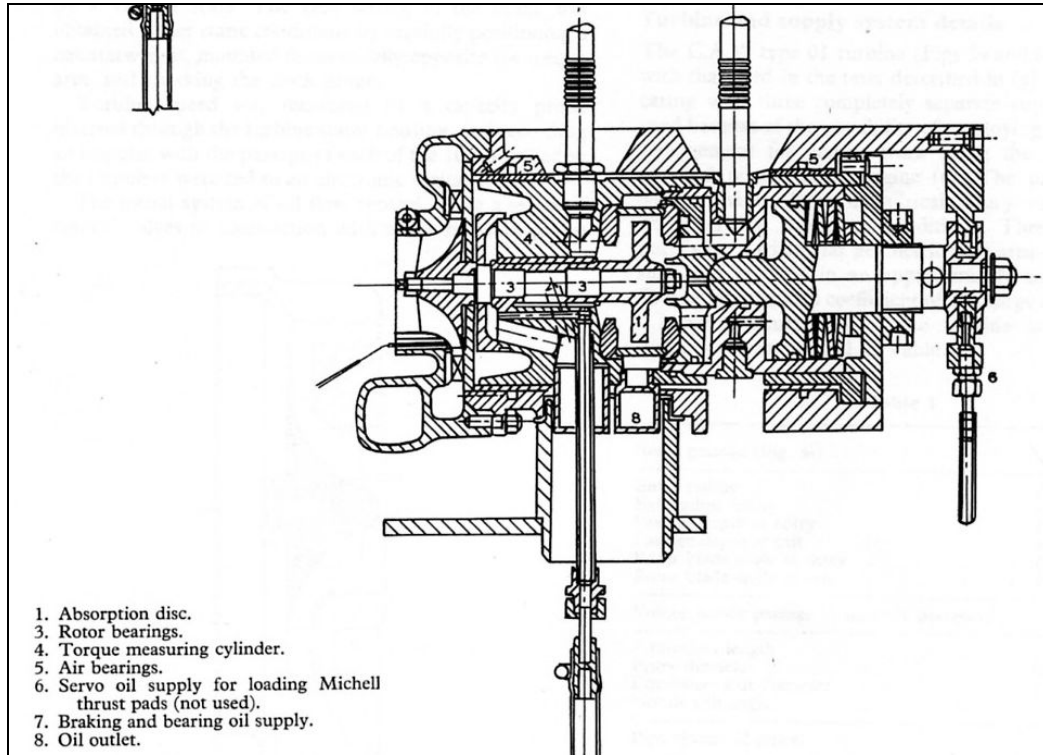


Figure I-45 : Illustration du dynamomètre hydraulique conçu par Wallace *et al.* [172].

La détermination du travail du rotor est basée sur le concept physique des couples composites, issus d'une analyse effectuée en régime stationnaire. Il y a un couple dit « de choc » appelé  $\tau_1$ , provenant d'une soudaine déflexion du jet quittant la bouche d'admission, et entrant dans le rotor-frein hors des conditions normales de fonctionnement. Puis, il y a aussi un couple « de pâle » nommé  $\tau_2$  développé de manière normale par le rotor-frein. La combinaison des deux termes de couple permet de calculer le travail sur l'arbre à partir de l'équation suivante :

$$\dot{W}_{Turb} = (\tau_1 + \tau_2) \cdot \left( \frac{2\pi \cdot N_{Turb}}{60} \right) \cdot Qm_{e\_Turb} \quad (I-68)$$

A leur tour, Winterbone *et al* [244, 245] ont développé un dynamomètre hydraulique (voir Figure I-46 et Figure I-47) basé sur le même modèle que Wallace *et al.* [172]. ; et permettant des mesures jusqu'à la vitesse de 70 000 tr/min. Ce dynamomètre hydraulique nécessite, en outre, un usinage précis des pièces mobiles, notamment au niveau des paliers de roulement à coussin d'air. Cela étant, il permet, à priori, des mesures sur une plus large plage de fonctionnement qu'avec l'utilisation du compresseur. Et, il permet une mesure directe du couple plus précise, car le système est beaucoup plus sensible aux variations de couple. Nikpour [287] donne de plus amples informations sur ce dynamomètre.

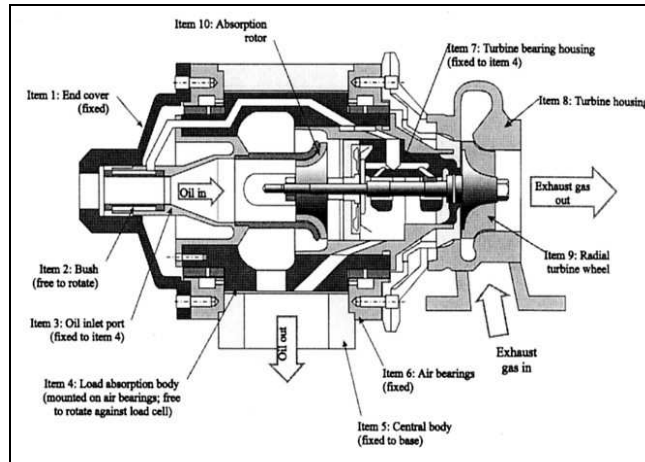


Figure I-46 : Illustration du dynamomètre hydraulique monté sur cousin d'air [244, 245].

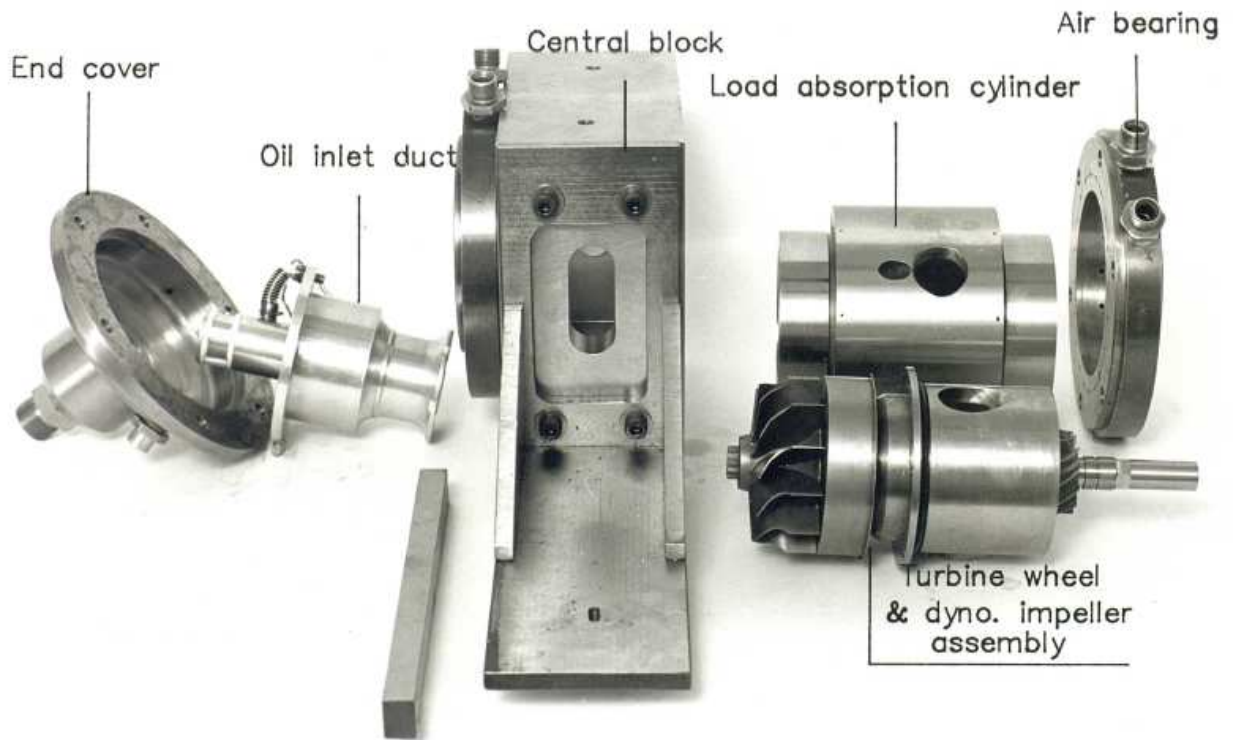


Figure I-47 : Détails du dynamomètre hydraulique utilisé par Winterbone *et al* [287].

Un peu plus récemment, McDonnell *et al* [288] ont aussi développé et mis au point un dynamomètre hydraulique, mais avec une approche différente. Plusieurs étapes ont été nécessaires à son développement, avec au départ un système d'absorption de puissance basé sur le concept d'une hélice. Ce dernier absorbant beaucoup trop de puissance et ayant une plage de fonctionnement limitée, ils ont développé un système à tambour dont la loi d'absorption de puissance est issue de la *loi de Petroff* (friction fluide) appliquée généralement aux paliers hydrodynamiques [289-291].

Pour un élément complètement noyé dans le fluide, les efforts sont équirépartis autour de l'axe de rotation de l'élément de friction. L'expression peut donc s'écrire comme suit :

$$P = \frac{\pi^3 \cdot \mu \cdot D^3 \cdot (2\pi \cdot N_{Turb})^2 \cdot L}{c} \quad (I-69)$$

Avec :

$\mu$  = Viscosité dynamique [kg/m.s]

$D$  = Diamètre du tambour [m]

$L$  = Longueur du palier (réglable) [m]

$c$  = Dégagement radial (épaisseur du film d'huile) [m]

Au final, le carter du dynamomètre a été installé sur des roulements à air afin de limiter les efforts de friction et ainsi de permettre une meilleure mesure du couple de la turbine. Le dynamomètre a montré une très grande fiabilité jusqu'à 120 000tr/min. Il est capable d'absorber entre 0,15 et 1,3 Nm de couple sur une gamme de vitesse allant de 30 000tr/min à 100 000 tr/min. Par contre, contrairement à leurs attentes, le niveau de couple absorbé ne varie pas proportionnellement avec la vitesse. Sans doute, à cause de la viscosité de l'huile qui décroît quand la puissance dissipée augmente avec les régimes de rotation élevés, réduisant ainsi le couple généré.

Enfin, Szymko *et al* [262, 263, 277] décrivent le développement d'un dynamomètre à haute vitesse et haute puissance adapté à la recherche sur les turbines de turbocompresseurs automobiles. Les dynamomètres ont deux fonctions, l'absorption de la puissance et la mesure du couple. Sur les bancs d'essais utilisés généralement dans les laboratoires de recherche, ils sont accouplés à une turbine qui travaille la plupart du temps en « écoulement froid » (à 350K environ au lieu des 950K dans un moteur). Cette méthode a d'ailleurs pour effet :

- de permettre une plage plus importante de mesure (généralement du fait d'une meilleure précision)
- de réduire la complexité de la conception des équipements du banc d'essai pour les hautes vitesses.
- de diminuer le gradient thermique et ainsi les transferts de chaleur et simplifie les moyens de les éliminer.
- d'avoir de plus faible coût de fonctionnement pour les séances d'essais, du fait de la plus faible quantité d'énergie dans l'air.
- de permettre une meilleure isolation de la turbine et un meilleur accès à son instrumentation comparé à une turbine montée sur un moteur.

Le dynamomètre à courant induit, absorbe la puissance grâce au couple réactif généré par les courants de Foucault. Le système est composé d'un rotor à aimants et de stators conducteurs positionnés circonférentiellement en sandwich. Le stator est relié à une source de courant continu ce qui génère un champ magnétique modulé par le rotor magnétique. Grâce aux pertes par effet Joule de la chaleur est produite et évacuée via le système de refroidissement. La principale difficulté est l'évacuation rapide des calories et c'est cela qui va généralement influencer la taille du dynamomètre.

Dale et Watson [173] avait développé un dynamomètre assez semblable, il était conçu pour absorber 40kW à 70 000tr/min. Cependant il nécessite d'être couplé à un compresseur pour augmenter sa charge. Cet outil souffre de problèmes dynamiques et de problèmes de roulements provenant de l'alourdissement du rotor, il n'a pu mesurer qu'un peu plus que 25 kW à 42 000 tr/min. De plus le rotor étant renforcé, l'inertie a été augmentée et donc diminue le potentiel de détermination des petites oscillations de couple. Depuis, des dynamomètres à courant de Foucault évoluant à hautes vitesses ont été réalisés par certains fabricants comme Turbopowersystems et Calnetix. Mais ces machines ne sont généralement pas intéressantes pour nos applications car leur inertie est plus importante que le rotor qu'elles remplacent et leurs performances sont loin des conditions réclamées par la recherche sur les turbomachines.

Szymko *et al* [262, 263, 277] ont décidé de construire un dynamomètre à courant de Foucault à couple de freinage réglable par variation de la distance rotor – stator. Il pose trois axes principaux à la conception de leur appareil :

- Il doit fonctionner selon le principe du frein magnétique à induction
- Etudier les transferts thermiques liés au refroidissement de la réaction électromagnétique entre le rotor et le stator.
- Inclure les analyses des contraintes dynamiques et de roulement, à la conception du rotor.

Au final, on constate que la partie la plus difficile de la mesure est la mesure des oscillations de couple dans le rotor. Le dynamomètre à courant induit et aimant permanent qu'ils ont créé, a montré son efficacité à relever les variations de couple. La plage de freinage varie de 1.7 à 62.2kW à 60 000tr/min ce qui permet de faire les mesures sur toute la plage de fonctionnement (puissance) de la turbine, ce qui n'était pas précédemment possible. Néanmoins, le régime de rotation de 60000tr/min reste très faible au regard des valeurs que peuvent atteindre les petites turbines de turbocompresseur. De plus, le fait de se cantonner dans les plus faibles régimes de rotation n'est pas très intéressant car à ces faibles vitesses, l'erreur de mesure des paramètres instantanés atteint une part non-négligeable de la valeur réelle instantanée. Une étude complète et assez comparable au travail présenté dans ce paragraphe, a été effectuée par Dibua [292]. Celui-ci utilise cette technologie comme application motrice et non de freinage, mais l'étude très complète réalisée est source de nombreuses informations sur ce type de machine.

Il existe un grand nombre de technologies applicables à la mesure dynamométrique [25] ; dont les *couplemètres* [283]. Le cas le plus commun est l'utilisation de la jauge d'extensométrie appliqué sur l'arbre à analyser, la mesure peut se faire avec ou sans contact (par télémétrie). Le problème de ce genre d'appareillage est l'intégration au turbocompresseur car il faut la plupart du temps intégrer un « bloc de mesure » à l'arbre du turbocompresseur (voir Figure I-48).

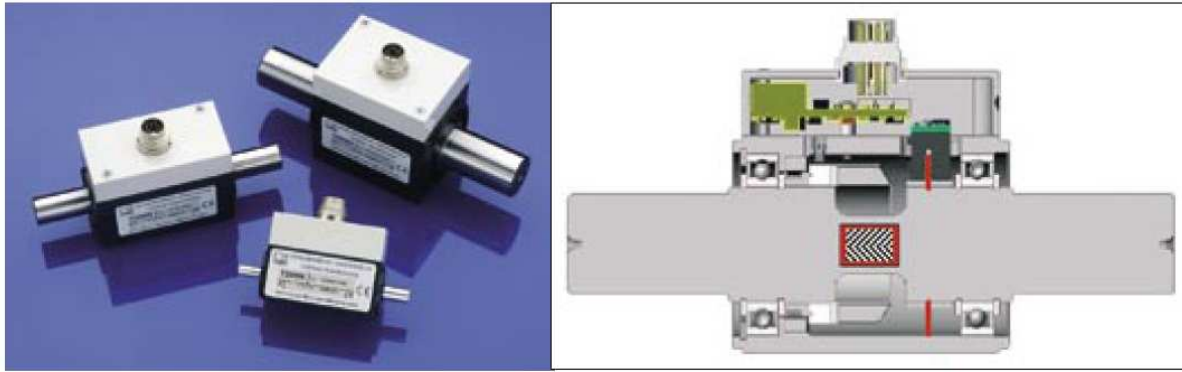


Figure I-48 : Illustration d'un couplemètre sans contact.

Bien que très intéressant ce genre d'outil possède quelques défauts récurrents, une vitesse de rotation généralement limitée, la modification des transferts thermiques via la modification de la géométrie, la modification des masses d'inertie et augmentation des efforts de frottement du groupe turbocompresseur ce qui entraîne une modification du comportement de ce dernier. Ceci s'applique notamment aux couplemètres industriels dit « à haute vitesse de rotation » (en moy  $N_{max} < 50\,000 \text{ tr/min}$ ). En effet, dans le cas d'un appareil développé en interne, ces défauts peuvent être corrigés. De plus, cet outil peut être considéré comme plus « précis » car la mesure est directe (on ne déduit pas le couple de la puissance absorbée et de la vitesse de rotation de l'arbre) ; il n'y a donc pas de dispersion dans une cascade calcul. Par ailleurs, la société MANNER commercialise un couplemètre pouvant aller jusqu'à  $150\,000 \text{ tr/min}$ , pour une plage de couple allant jusqu'à  $5 \text{ Nm}$  (+possibilité de surcharge de 200%) et une dispersion de 0,25%.

#### I.6.3.3. - Les moyens de mesure du débit masse :

Il existe un grand nombre de techniques de mesure du débit masse moyen et instantané. Tropea *et al* [293] proposent un ouvrage intéressant, présentant chaque technique, leurs applications et performances potentielles. Par ailleurs, la technique de mesure se doit d'être la moins intrusive et la plus précise possible car d'elle dépend la qualité des résultats, de leurs analyses et de leurs utilisations. Ainsi, il est possible de classer les différents systèmes de mesures en deux groupes distincts, les systèmes intrusifs et les systèmes non-intrusifs.

Le problème majeur du débit pulsé est qu'il n'y a pas de moyen simple pour le mesurer. Contrairement à l'écoulement constant, les distributions des vitesses moyennes, des fluctuations de vitesse de l'écoulement principal et les fluctuations de vitesse des turbulences ne sont pas uniformes dans la section d'écoulement. La Figure I-49 et la Figure I-50, réalisées par Mottram [294], montrent la distribution de la vitesse moyenne temporelle et de la vitesse efficace (RMS) mesurée dans la section d'un tube grâce à un fil chaud. La mesure du rapport des vitesses ( $U_{eff}/U$ ) le long de la ligne médiane du tuyau, multiplié par un facteur, pourrait être utilisée pour représenter ( $U_{eff}/U$ ) dans section du tube. Où:  $U_{eff}$  est défini comme étant la moyenne quadratique des variations temporelles, à chaque pas de temps, du profil des vitesses  $U$ , et  $\bar{U}$  est la vitesse moyenne. Malheureusement, la Figure I-49 et la Figure I-50 montrent clairement que le facteur multiplicateur n'a pas une valeur constante ; c'est une variable, fonction de la fréquence de pulsation de l'écoulement, de l'amplitude de l'onde de pression et des caractéristiques acoustiques éventuelles du tuyau. Ainsi, une mesure avec un seul fil chaud ne peut donner qu'une indication approximative de l'amplitude des variations de la vitesse de l'écoulement [294-297].

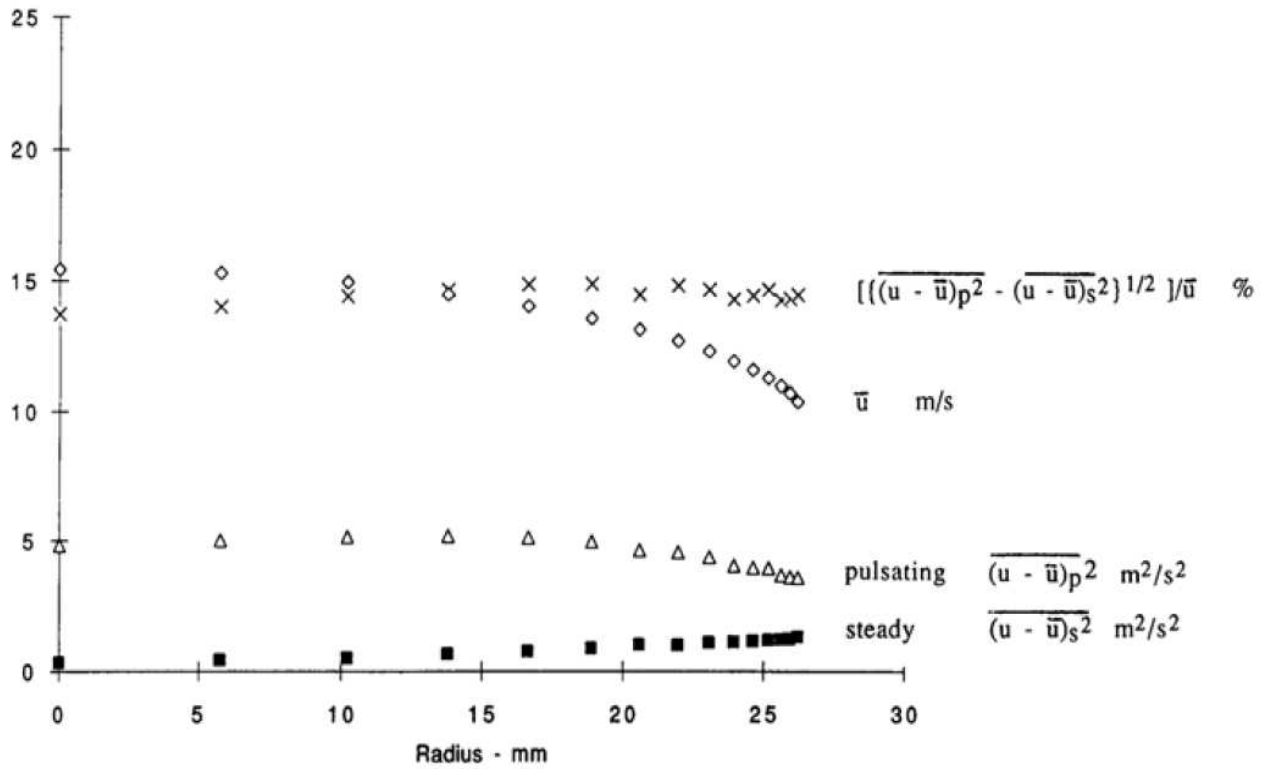


Figure I-49 : Les profils de vitesse mesurés en régime d'écoulement permanent, en régime d'écoulement turbulent et à une fréquence de pulsation de 5 Hz.

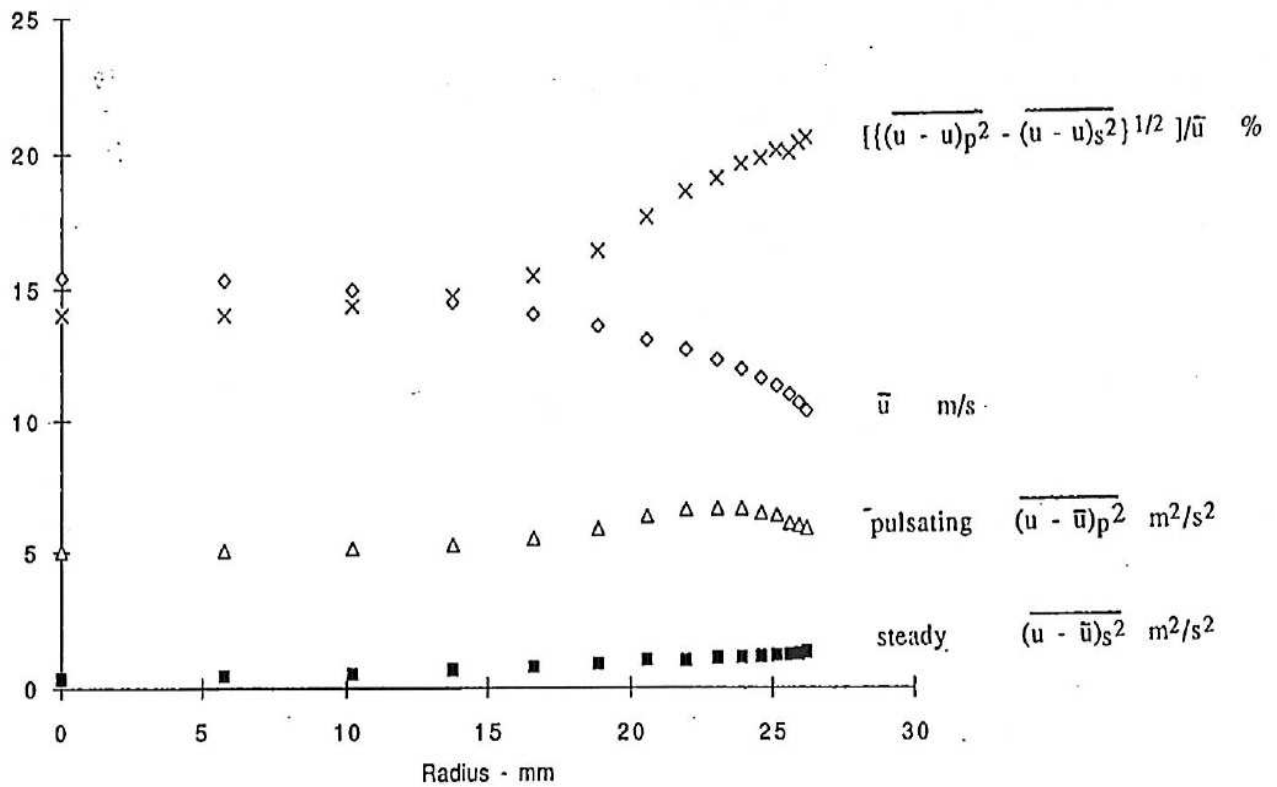


Figure I-50 : Les profils de vitesse mesurés en régime d'écoulement permanent, en régime d'écoulement turbulent et à une fréquence de pulsation de 19 Hz

Chaque système a donc ses avantages et ses inconvénients. Le choix apparaît donc assez cornélien et dépendra de l'application et de la sensibilité de l'utilisateur à la technologie proposée.

Les systèmes intrusifs ont généralement l'avantage d'être de conception très simple et de fait, facile à employer. Mais ceux-ci modifient parfois considérablement la nature de l'écoulement, et ont un impact direct sur la chaîne d'air comme le débitmètre à diaphragme.

Néanmoins, le *débitmètre à diaphragme*, ou orifice normalisé, est un dispositif couramment utilisé pour la mesure du débit d'air. Toute analyse du comportement du diaphragme, pour des conditions d'écoulement pulsé, est généralement divisée en deux parties :

- La relation entre le débit et la perte de charge à travers l'orifice.
- La mesure précise de la différence de pression.

Les normes existantes indiquent que pour une mesure précise du débit, les fluctuations de pression dans l'écoulement doivent être maintenues à une valeur faible et ne devraient pas dépasser 10% du débit moyen pour obtenir des résultats avec une précision raisonnable, à partir d'un débitmètre à diaphragme. Pour des valeurs supérieures de fluctuations, il est recommandé en pratique d'ajouter un réservoir entre le débitmètre et la source des pulsations. Il est alors possible d'appliquer un facteur de correction (eq.(I-70)) comme défini par Mottram [296] :

$$\varepsilon_c = \sqrt{1 + \left( \frac{U_{eff}}{U} \right)^2} - 1 \quad (I-70)$$

La Figure I-51 montre les résultats obtenus par Mottram [296], sur un banc d'essai à l'aide d'un débitmètre à diaphragme, sur lequel l'implantation des capteurs dédiés à la prise de pression différentielle ont une distance de raccordement très faible pour éliminer les erreurs parasites dues à la distorsion de l'onde de pression. La gamme de fréquence de pulsation utilisée allait de 0 à 50 Hz ; la corrélation des résultats expérimentaux avec la relation théorique de l'équation (I-70) est très bonne lorsque le rapport d'amplitude est inférieur à 0,13, ce qui correspond à une erreur sur le débit de moins de 4%. Cette bonne corrélation à des faibles amplitudes de pulsation est particulièrement intéressante.

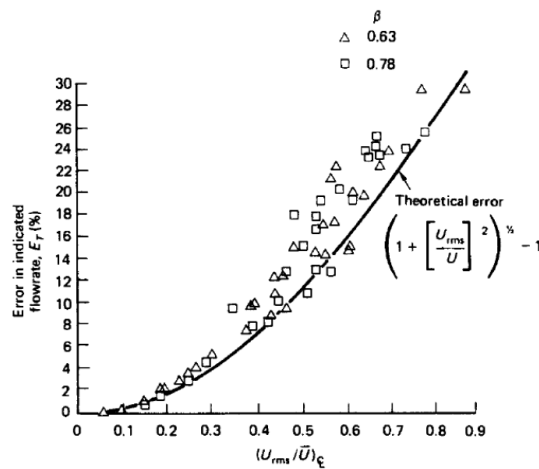


Figure I-51 : Corrélation entre l'erreur de mesure en fonction de l'amplitude des pulsations de vitesse [296].

Il existe d'autres systèmes de mesures comme les débitmètres basés sur les forces de Coriolis, les débitmètres à roue (type turbine), les sondes Pitot ; mais peu sont capable d'être utilisés pour des applications sur des turbomachines, en particulier pour les cas de fonctionnement en régime instationnaire.

Outre l'utilisation de systèmes mécaniques pour mesurer des écoulements pulsés, l'*anémométrie à fil chaud* est une méthode très éprouvée pour mesurer le débit masse. Cette méthode a été appliquée expérimentalement, et pendant un certain temps, pour mesurer la masse d'air à l'admission des moteurs d'automobiles. Le premier avantage de cette technique est que le débit masse de l'air peut être mesuré directement (il est néanmoins nécessaire d'étalonner l'anémomètre) puisque la tension aux bornes de l'anémomètre est proportionnelle à la vitesse du fluide. Le deuxième avantage est qu'il est possible de parvenir à des mesures très précises sur une large plage de débit, avec une sensibilité accrue pour les faibles vitesses en raison des caractéristiques non-linéaires du fil chaud. De plus, le temps de réponse est suffisamment rapide pour suivre la pulsation de pression. Il a également d'autres fonctionnalités, telles que l'absence de pièces mobiles, de montage facile et à faible coût. Sasayama *et al.* [297] ont conçu un débitmètre à fil chaud destiné à mesurer le débit pulsé ; ils utilisent une équation particulière (I-71) issue de la loi de King.

$$Qm = (C_1 + C_2 \cdot \sqrt{\sigma U}) \cdot (T_{fil} - T_{fluide}) \cdot S \quad (I-71)$$

$C_1$  et  $C_2$  sont des constantes liées aux caractéristiques physiques du fil et du fluide.

Néanmoins, un circuit de commande électronique de régulation est nécessaire pour l'utilisation d'un capteur à fil ou film chaud, le choix du type de circuit dépendra de son application. Ainsi, il existe deux classes de montage, les anémomètres à intensité constante et les anémomètres à température constante. L'avantage principal du montage à température constante est que les effets dus à l'inertie thermique sont considérablement diminués, si l'on compare ce système à celui à intensité constante. C'est donc le système qui est proposé aujourd'hui par la plupart des constructeurs. L'anémomètre à fil chaud nécessite un étalonnage, pour les faibles vitesses ( $< 0,2$  m/s dans l'air), les effets de convection libre rendent l'étalonnage difficile ; il est délicat aussi en régime d'écoulement compressible pour des vitesses supérieures à 100 m/s. Par ailleurs, l'étalonnage se fait suivant deux paramètres, la vitesse et la température, conformément à la loi de King. Une fois réglé correctement, les résultats des mesures ont des précisions tout à fait satisfaisantes, de l'ordre de 3% même dans des conditions d'essais de résistance sévères [297]. De nombreux auteurs de travaux sur les turbomachines utilisent ce système pour les mesures des vitesses instantanées ; Marelli *et al* [298] a utilisé une correction en pression et température, basée sur la température instantanée du fluide, cette méthode a conduit à une amélioration de la précision de 16%.

La principale technique non intrusive est d'utiliser les systèmes de mesures laser. Pour la mesure d'un écoulement fluide dans un tube, il existe deux approches, la *vélocimétrie laser par images de particules* (PIV) et la *stéréo-vélocimétrie par images de particules* (L2F). La vélocimétrie par images de particules PIV (voir Figure I-52) est une technique d'imagerie visant une mesure du champ de vitesse dans un écoulement. Pour obtenir une bonne résolution de mesure, une forte concentration de traceur est utilisée. De ce fait, l'épaisseur du volume de mesure est réduite à une nappe mince de lumière servant d'éclairage des particules s'y déplaçant. Dans son principe, la PIV consiste à prendre, au moyen d'une caméra, des images de ces particules à des instants rapprochés et à mesurer aux nœuds d'un maillage du plan de la nappe de lumière (positionnée selon la direction principale de l'écoulement) leur déplacement. La vitesse se déduit alors du



déplacement connaissant le délai entre deux enregistrements. L'utilisation d'une seule caméra donc d'un seul point de vue ne permet que la mesure des deux composantes transversales de la vitesse (c'est-à-dire des composantes situées dans la direction du plan de lumière). L'utilisation des techniques PIV en configuration stéréoscopique (techniques SPIV) permet d'accéder à la mesure de la troisième composante de la vitesse, normale au plan de référence (le plan médian de la nappe laser, souvent appelé plan laser). Ces techniques de mesures sont indirectes, car elles mesurent la vitesse, néanmoins elles sont très précises pour peu que la taille des particules de l'ensemencement soit suffisamment fines. Un des points faibles de ces techniques vient aussi de l'obligation d'avoir un accès optique afin de procéder à la mesure. Ce qui peut être très compliqué dans certains cas, comme sur les volutes de turbines, les sections coudées, mais aussi la mesure devient impossible lorsque les essais de turbine sont effectués à chaud. Par ailleurs, cette méthode est beaucoup plus coûteuse que les méthodes présentées en amont dans ce paragraphe.

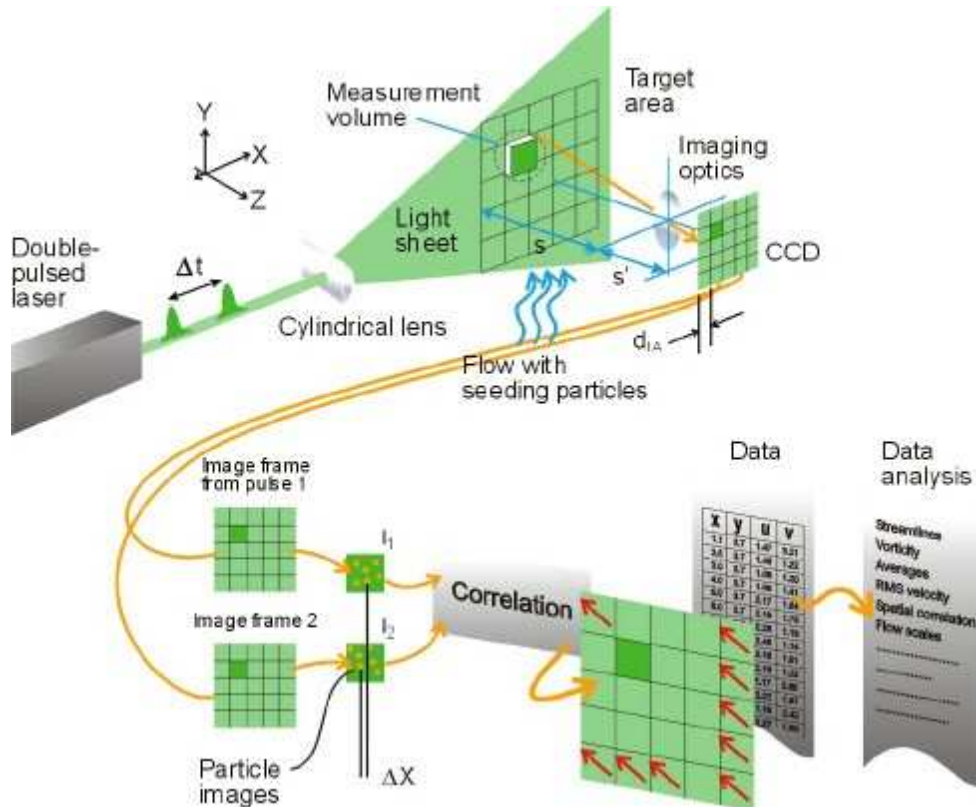


Figure I-52 : Illustration de la méthode de vélocimétrie par imagerie particulaire (source : DANTEC Dynamics)

#### 1.6.3.4. - La mesure des températures et pressions instantanée:

##### La pression :

Il existe de nombreux types de capteur de pression. Leur sélection dépend avant tout de l'usage qu'il leur est dévolu. Pour les applications aux essais dynamiques de turbomachines, il est possible de distinguer deux technologies :

- Les capteurs capacitifs : du fait d'un temps de réponse assez conséquent, leur usage est restreint à la mesure des pressions moyennes et/ou constantes.

- Les capteurs piézoélectriques ou piézorésistifs : utilisant la propriété des matériaux piézoélectriques, à se polariser subitement sous l'action d'une contrainte mécanique, ces capteurs à faible temps de réponse sont adaptés à la mesure des pressions instantanées.

Par ailleurs, le choix de l'implantation d'un capteur de pression est fondamentalement aussi important que le choix de sa technologie [103] [293].

#### La température :

La mesure de la température instantanée du débit d'air pulsé est extrêmement compliquée, pour ne pas dire impossible. C'est pourquoi la très grande majorité des auteurs utilisent des thermocouples classiques de type E [190] [255] [299], en écoulement constant et de type K en écoulement pulsé [190] ; ou des thermomètres [298]. La méthode consiste ensuite à reconstruire le profil des valeurs de la température instantanée à partir de la pression statique moyenne et instantanée, ainsi que de la température statique moyenne, considérant le processus de transformation comme étant isentropique ; comme le montre l'équation (I-72) :

$$T_{Ins} = \bar{T} \cdot \left( \frac{P_{Ins}}{\bar{P}} \right)^{\gamma-1/\gamma} \quad (\text{I-72})$$

Bien sûr même s'il s'agit d'une température moyenne, il est nécessaire d'avoir un thermocouple ayant une réponse transitoire la plus faible possible [300]. Cela permet notamment de ne pas restreindre la fréquence d'échantillonnage des mesures à une sensibilité thermique qui ne serait pas assez importante.

*Les travaux précédemment réalisés sur le fonctionnement des turbines soumises à une alimentation pulsés sont nombreux. Il apparaît que le comportement de la turbine est différent de celui obtenu dans le cas d'une alimentation stabilisé. Plusieurs modélisations ont ainsi été proposées mais celles-ci n'ont jamais été comparées les unes par rapport aux autres. Ces modèles sont souvent associés à une modélisation unidimensionnelle des écoulements dans les éléments tubulaires (des circuits d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne) afin de bien prendre en compte le caractère compressible et instationnaire sur l'ensemble du moteur.*

*Suite à cette étude bibliographique, deux modèles notoires de turbine ont été sélectionnés. Le modèle de Payri et al. [101] est le plus ancien et aussi le plus simple, mais son approche sert de base et fut reprise plusieurs fois par d'autres auteurs du même laboratoire. Ainsi, beaucoup d'évolutions de ce modèle sont disponibles dans la littérature, les plus notables sont celles de Payri et al. [201], de Lujàn et al. [202] et le modèle de Serrano et al. [204]. Ce dernier est le deuxième modèle sélectionné pour l'étude numérique, il représente l'aboutissement ultime de cette approche. Les résultats obtenus généralement avec le modèle de Serrano et al. [204] sont présentés comme étant en bonne corrélation avec les résultats d'essais de turbines en régime d'écoulement pulsé. Beaucoup de modèles de turbine permettent seulement la détermination du débit traversant la turbine. L'autre critère de choix de ces modèles est qu'ils permettent une estimation des valeurs de la puissance développée par la turbine. Ces deux modèles serviront ainsi d'élément de comparaison par rapport aux modèles développés au cours de cette thèse.*

*Par ailleurs, de nombreux banc d'essais expérimentaux existent. Il apparaît que la caractérisation expérimentale sur banc d'organe spécifique reste l'approche la plus pertinente et qu'une instrumentation spécifique est nécessaire.*

## Chapitre II – Description et analyse des modèles bibliographiques

---

*L'analyse et la compréhension du fonctionnement d'une turbine de suralimentation soumise à un écoulement a déjà fait l'objet de nombreuses études comme indiqué dans le chapitre précédent. Ainsi certains modèles de comportement ont été développés.*

*Une première partie de ce chapitre est consacrée à la description des deux modèles qui ont été sélectionnés dans la littérature. Ces modèles devant être intégrés dans un code de simulation permettant de résoudre de façon unidimensionnelle les équations de la dynamique des gaz, cette étape fait également l'objet d'une description complète. Par la suite, une étude numérique est présentée. Les résultats obtenus permettront de définir les différences entre les deux modèles.*

## II.1. - DESCRIPTION DU MODELE DE PAYRI :

Lors du développement d'un modèle mathématique de turbine, l'enjeu principal est de remplacer la turbine par des éléments simples capables de reproduire précisément le comportement physique de cette dernière. Pour les turbines de suralimentation, l'évolution thermodynamique du fluide dans le système peut être représentée par le diagramme Enthalpie-Entropie dit de Mollier (voir Figure II-1).

L'écoulement est détendu de l'admission (point 0) à la sortie (point 2) en deux étapes : d'abord dans le stator (de 0 à 1), où le gaz est accéléré et dirigé vers les aubes du rotor. Dans le cas des turbines avec le degré de réaction plus grand que zéro, l'écoulement est encore détendu au niveau du rotor (1 à 2). Acceptant que l'énergie cinétique d'écoulement à la sortie de turbine ne soit pas récupérée et que la transformation soit adiabatique, la baisse de l'enthalpie entre les grandeurs d'arrêt (du point 00 au point 20) est transformée en travail mécanique.

Pour le processus de suralimentation en régime pulsé, les impulsions de pression d'échappement des différents cylindres arrivent à la turbine, cela impose de grandes fluctuations de pression, de température et de vitesse à l'admission de la turbine.

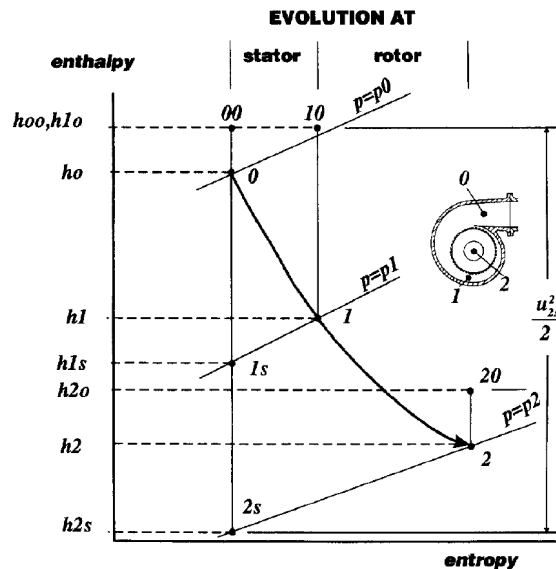


Figure II-1 : Diagramme Enthalpie-Entropie Payri *et al.* [101]

La Figure II-2 permet de présenter le schéma correspondant au modèle utilisé par Payri *et al.* [101]. La modélisation de la turbine se fait par deux orifices donnant sur un volume intermédiaire. Le premier orifice représente le stator de la turbine et il produit la première détente. Le deuxième orifice modélise le rotor de la turbine et détend le fluide une fois de plus jusqu'à son évacuation. Le volume intermédiaire est utilisé pour prendre en compte l'effet de vidange-remplissage de masse de gaz, mettant en lumière le caractère compressible de l'écoulement, qui a lieu dans une turbine soumise à un écoulement instationnaire. Ce volume interne doit être similaire au volume effectif de la turbine réelle tandis que les valeurs des sections des orifices modélisant le stator et le rotor, sont calculées à partir des courbes caractéristiques établies en régime permanent.

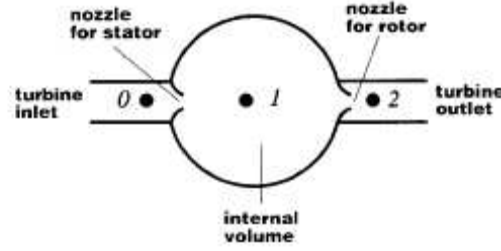


Figure II-2 : modèle géométrique de Payri *et al.* [101].

Les trois principales hypothèses utilisées par Payri *et al.* [101] sont :

- Comportement du fluide quasi-statique au travers des orifices.
- Le degré de réaction de la turbine est fixé à 0,5 (ce qui est usuel pour les TGF) ; cela implique un taux de détente équi-réparti entre le stator et le rotor.
- La turbine est considérée comme adiabatique.

Le degré de réaction permet de contrôler le niveau de détente partagé entre la partie stator et la partie rotor. Le degré de réaction est généralement exprimé à partir des termes d'enthalpie (avec les notations issues de la Figure II-1) :

$$R = \frac{h_1 - h_2}{h_{00} - h_{02}} \quad (\text{II-1})$$

Le degré de réaction est donc défini comme le rapport du changement d'enthalpie statique autour du rotor, sur le changement total d'enthalpie totale autour de la turbine. Le degré de réaction est communément choisi positif et proche de la valeur 0,5 (pour les turbines à géométrie fixe) afin de limiter la vitesse du fluide, et ainsi, améliorer le rendement global de la turbomachine.

### II.1.1. - Modélisation de l'écoulement au sein dans la turbine :

Ainsi partant des hypothèses précédentes, il est possible de définir l'expression de l'écoulement traversant la turbine. L'évaluation du débit masse traversant un orifice est effectuée à partir des équations caractérisant une tuyère idéale, lesquelles sont issues des équations de Barré-St-Venant ; l'expression est comme suit [101] :

$$\dot{m} = S_{eff} \cdot \frac{P_{A_{mont}}^*}{\sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_{A_{mont}}^*}} \cdot f_{\pi} \left( \frac{P_{A_{val}}}{P_{A_{mont}}^*} \right) \quad (\text{II-2})$$

Où  $f_{\pi}$  est une fonction du taux de détente, exprimée pour un écoulement subsonique :

$$f_{\pi} \left( \frac{P_{A_{val}}}{P_{A_{mont}}^*} \right) = \gamma \cdot \left( \frac{P_{A_{val}}}{P_{A_{mont}}^*} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \cdot \sqrt{\left[ \frac{2}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{P_{A_{val}}}{P_{A_{mont}}^*} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right] \right]} \quad (\text{II-3})$$

Le taux de détente dans l'équation (II-3) ne peut pas excéder le taux de détente critique correspondant à un écoulement sonique au niveau d'un col :

$$\left( \frac{P_{Aval}}{P_{Amont}^*} \right) \leq \left( \frac{P_{Aval}}{P_{Amont}^*} \right)_{Critique} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma + 1}} \quad (II-4)$$

Ces relations peuvent alors être appliquées à la simulation du stator et du rotor :

$$S_{eff-St} = \dot{m}_{Turb} \cdot \frac{\sqrt{r \cdot \gamma \cdot T_e^*}}{P_e^*} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left( \frac{P_e^*}{P_{Vol}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_{Vol}}{P_e^*} \right)^{\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}} \right]} \right)^{-1} \quad (II-5)$$

$$S_{eff-Rt} = \dot{m}_{Turb} \cdot \frac{\sqrt{r \cdot \gamma \cdot T_{Vol}}}{P_{Vol}} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left( \frac{P_{Vol}}{P_s} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_s}{P_{Vol}} \right)^{\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}} \right]} \right)^{-1} \quad (II-6)$$

S'appuyant sur l'hypothèse d'une vitesse nulle à l'intérieur du volume, les valeurs totales d'arrêt sont identiques aux valeurs statiques (ainsi  $P_{Vol}^* = P_{Vol}$  et  $T_{Vol}^* = T_{Vol}$ ) dans ce volume. De plus, l'écoulement étant adiabatique et le stator ne prélevant pas de travail au fluide nous avons une autre relation indiquant que  $T_{Vol}^* = T_e^*$ . Les valeurs d'arrêt, indiquées par un astérisque, nécessitent d'être calculées. A cette fin, les formules ci-dessous peuvent être utilisées :

$$T_e^* = T_e + \frac{u_e^2}{2.Cp} \quad (II-7)$$

$$P_e^* = P_e \cdot \left( \frac{T_e^*}{T_e} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (II-8)$$

Comme présenté précédemment, Payri *et al.* [101] posent l'hypothèse d'un degré de réaction (voir expression (II-1)) égal à 0,5 ; c'est une valeur courante utilisée lors de la conception de la majorité des turbines à géométrie fixe munies d'un distributeur lisse. Cela permet de calculer la valeur de la pression dans le volume intermédiaire telle que :

$$\frac{P_{Vol}}{P_e^*} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{P_s}{P_e^*} \right] \quad (II-9)$$

En utilisant les relations (II-5), (II-6) et (II-9), il est aisé de calculer les valeurs des sections efficaces de passage du fluide via la courbe caractéristique de la turbine. En effet, Payri *et al.* [101], utilisent une courbe de tendance (voir Figure II-3) afin caractériser l'écoulement dans la turbine. Cette courbe est obtenue en utilisant les champs turbines (fournies par le fabricant) et les équations (II-5) et (II-9) représentatives de l'élément stator du modèle. Une procédure d'ajustement de la courbe par rapport aux valeurs des champs est

pratiquée. De la courbe ainsi générée il est possible d'extraire directement les valeurs des sections efficaces du stator en utilisant l'équation (II-5).

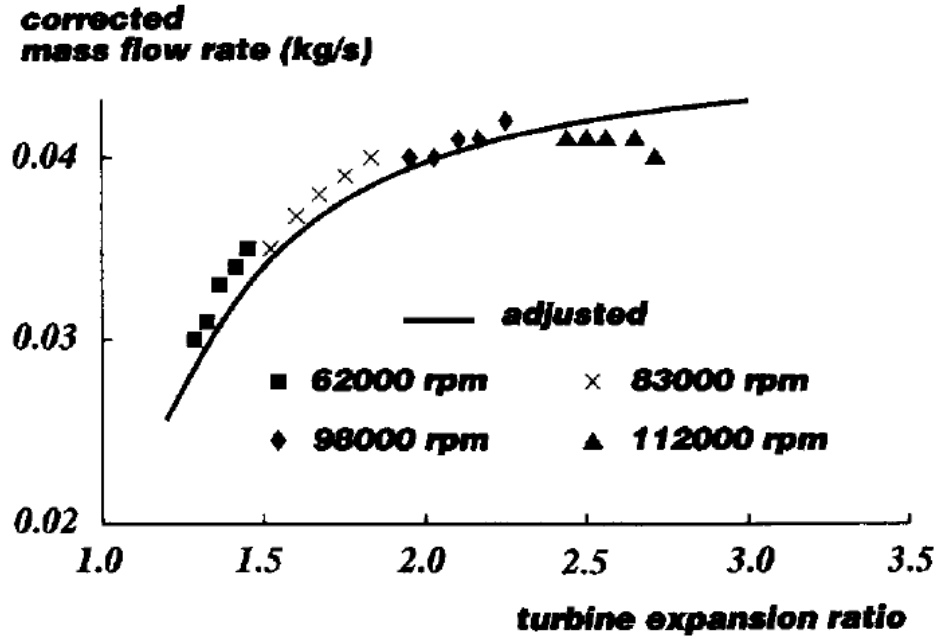


Figure II-3 : Courbe de caractérisation de l'écoulement fluide dans la turbine en régime permanent [101].

En régime permanent, le débit traversant le stator doit être strictement égal au débit traversant le rotor. Ainsi, en réarrangeant les équations (II-5) et (II-6), nous pouvons déterminer une relation directe entre les différentes valeurs de section efficace du stator et du rotor :

$$\frac{S_{eff\_Rt}}{S_{eff\_St}} = \left[ \frac{\left( \frac{P_e^*}{P_{Vol}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left( \frac{P_s}{P_{Vol}} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left( \frac{P_s}{P_{Vol}} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (II-10)$$

Cette dernière relation permet de calculer directement les valeurs des sections efficaces de l'élément rotor, à partir des sections efficaces du stator.

La procédure d'utilisation des données peut s'effectuer de plusieurs manières. Payri *et al.* [101], proposent trois méthodes différentes appliquées au calcul et à l'utilisation des sections efficaces :

- La première consiste à calculer à chaque pas de temps les sections  $S_{eff\_St}$  et  $S_{eff\_Rt}$ . Mais les auteurs estiment cette solution comme coûteuse en temps pour une amélioration de la précision très contenue par rapport aux propositions suivantes.



- La deuxième possibilité, est de calculer la section efficace  $S_{eff\_St}$  via l'équation (II-5) et ensuite de calculer la valeur de  $S_{eff\_Rt}$  (via l'équation (II-10)) qui restera constante pour chaque plage de régime moteur. En effet, la section efficace  $S_{eff\_Rt}$  n'est pas totalement fixe, elle est déterminée pour plusieurs plages de régime de fonctionnement moteur (ou générateur de pulsation), tous les 1000tr.min<sup>-1</sup> par exemple.
- La dernière possibilité, la plus extrême, consiste à calculer les deux sections  $S_{eff\_St}$  et  $S_{eff\_Rt}$  à partir du taux de détente moyen sur chaque cycle moteur, ces valeurs sont maintenues constantes sur chaque plage de fonctionnement du moteur.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure II-3, le champ des valeurs caractéristiques du débit de la turbine est idéalisé par une courbe unique indépendante de la vitesse de rotation du rotor. Une routine, se basant sur les équations (II-2) et (II-3), permet de créer cette courbe caractéristique unique. Par la suite, en vue d'une comparaison critique des résultats, les bases de données (sections efficaces calculées, rendements, etc) des modèles seront toutes identiques et issues des champs extrapolés.

Les courbes des valeurs caractéristiques sont liées à des mesures expérimentales effectuées sur une turbine présente au laboratoire, issue du moteur Renault K9K.

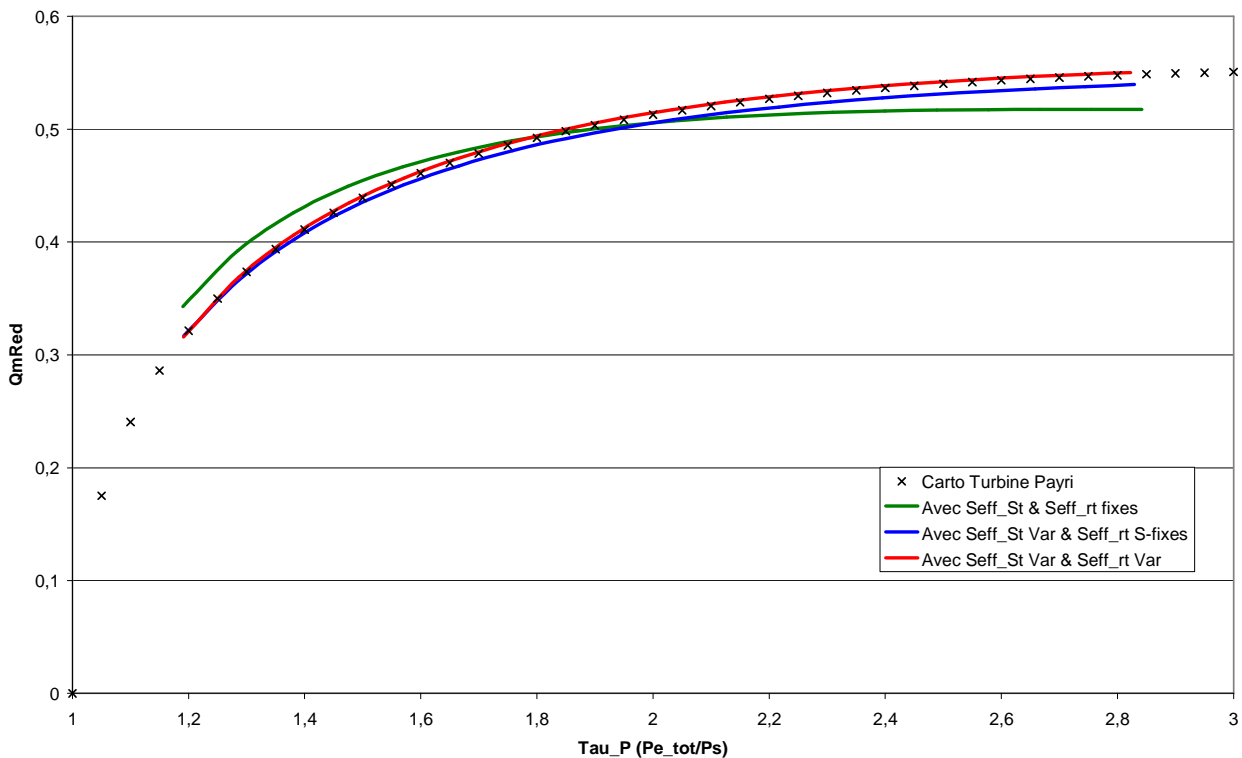


Figure II-4 : Comparaison de l'influence sur le débit réduit, des trois méthodes proposées par Payri et al. [101]

La Figure II-4 montre les différences entre les valeurs calculées pour les trois hypothèses proposées pour le calcul des sections efficaces de la partie stator et de la partie rotor. L'hypothèse simplificatrice ultime,

fixant les sections efficaces du stator et du rotor à une valeur constante, induit une erreur assez importante par rapport au tracé de la courbe de référence. La deuxième hypothèse simplificatrice, consiste à calculer l'aire efficace du stator à chaque pas de temps et à laisser une section efficace du rotor semi-fixe ; c'est-à-dire fixe dans le temps mais variant avec le régime moteur (fréquence des pulsations). Cette proposition vise à simplifier le code et à améliorer le temps de calcul, l'erreur introduite reste assez faible (maxi 2%). La dernière méthode, la plus fidèle, consiste à calculer les aires efficaces du stator et du rotor à chaque pas de temps. Avec cette méthode l'erreur de calcul est très petite car limitée à la dispersion des calculs : arrondi, troncature,..., et au critère de résidu du calcul des équations de la mécanique des fluides. C'est cette dernière méthode qui a été choisie pour cette étude.

### II.1.2. - Modélisation de la puissance récupérée par la turbine :

L'hypothèse d'un écoulement quasi-statique à chaque pas de temps étant posée, on considère que toutes les variables de la thermodynamique restent constantes durant ces intervalles de temps, la puissance développée par la turbine peut donc être écrite à partir des conditions d'entrée et sortie de celle-ci :

$$\dot{W}_{Turb} = \dot{Q}m_{Turb} \cdot (h_e^* - h_{s\_is}) \eta_{T-s} \quad (\text{II-11})$$

Les valeurs de l'enthalpie du fluide peuvent être calculées en utilisant les expressions suivantes :

$$h_e^* = Cp \cdot T_e + \frac{u_e^2}{2} \quad (\text{II-12})$$

$$h_{s\_is} = Cp \cdot T_{s\_is} \quad (\text{II-13})$$

Comme souligné précédemment, l'hypothèse d'un gaz parfait et d'un comportement adiabatique de la turbine permet de définir la température isentropique de sortie. Celle-ci est fonction du taux de détente global, qui est connu à chaque instant, et est fonction de la température totale d'entrée, ainsi nous avons :

$$T_{s\_is} = T_e^* \cdot \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{II-14})$$

#### Remarque :

Les « courbes universelles » [23] de rendement utilisées par Payri *et al.* [101] n'ont pas été retenues dans la présente étude. En effet, nous disposons des relevés expérimentaux de la turbine testée.

Payri *et al.* [101] ne donnent aucune indication sur l'intégration du modèle de puissance à son modèle de turbine, et la dissipation de la puissance sur l'arbre est faite via l'utilisation d'un modèle de compresseur spécifique (sans davantage de détails) lié mécaniquement à la turbine. De plus, aucun résultat du point de vue puissance n'a été publié ; dès lors, la méthode adoptée sera identique aux modèles développés en interne.

Par ailleurs, du fait de son architecture contenant une double détente, ce type de modèle implique une modification du paramètre de rendement. En effet, la mesure du rendement sur la turbine est une estimation

du rendement global estimé à partir des conditions d'écoulement à l'entrée et à la sortie de la turbine, comme le montre l'équation (I-9). Mais pour le codage de la condition limite liée au rotor, il faut définir un rendement local propre à l'élément rotor. Ainsi, de la même manière qu'est défini le rendement global, il est possible de définir le rendement relatif au rotor comme étant :

$$\eta_{T-s\_Rt} = \frac{T_{Vol}^* - T_s^*}{T_{Vol}^* - T_{s\_is}^*} = \frac{T_e^* - T_s^*}{T_e^* - T_{s\_is}^*} \quad (II-15)$$

A partir de l'équation (I-9), nous pouvons déduire l'expression de la température totale effective (mesurée) en sortie de la turbine :

$$T_s^* = T_e^* \cdot \left[ 1 - \eta_{T-s} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right) \right] \quad (II-16)$$

Comme dans l'équation (II-14) pour le calcul de la température isentropique de sortie de la turbine, le calcul de la température isentropique de sortie de la turbine à partir des conditions d'écoulement dans le volume s'écrit :

$$T_{s\_is}^* = T_{Vol}^* \cdot \left( \frac{P_s}{P_{vol}^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (II-17)$$

Ainsi, le rendement relatif au rotor, permettant la cohérence entre les valeurs des performances physiques de la turbine et les estimations des performances modélisées, s'écrit de la manière suivante :

$$\eta_{T-s\_Rt} = \frac{T_e^* \cdot \eta_{T-s} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right)}{T_e^* \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_{Vol}^*}{P_s} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right)} = \frac{\eta_{T-s} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right)}{\left( 1 - \left( \frac{P_{Vol}^*}{P_s} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right)} \quad (II-18)$$

Les valeurs du rendement au niveau du rotor ne sont pas aisément mesurables, d'autant plus qu'ici le modèle turbine n'a pas de correspondance exacte avec la turbine physique. En effet, le volume intermédiaire n'a pas de similitude directe avec le canal situé entre le stator et le rotor de la turbine, ce qui interdit tout recoupement de mesures internes avec des valeurs calculées théoriquement à partir des hypothèses de ces modèles.

## II.2. - DESCRIPTION DU MODELE DE SERRANO :

Le modèle de Serrano *et al.* [204] est basé sur le travail effectué par Payri *et al.* [101] avec pour objectif d'adapter ce modèle aux turbines à géométrie variable. Ainsi, le schéma morphologique du modèle développé par Serrano *et al.* [204] reprend l'analogie d'une turbine avec deux orifices idéaux en série séparés par un volume intermédiaire (voir Figure II-2). Le premier orifice représente le stator de la turbine et il produit la première détente. Le deuxième orifice modélise le rotor de la turbine et détend le fluide une fois de plus jusqu'à son évacuation. Le volume intermédiaire est utilisé pour prendre en compte l'effet de vidange-remplissage de masse de gaz qui peut avoir lieu réellement dans une turbine soumise à un écoulement pulsé. Ce volume interne doit être similaire au volume effectif de la turbine réelle tandis que les valeurs des sections des orifices modélisant le stator et le rotor sont calculées à partir des valeurs caractéristiques du constructeur, ou des mesures, établies en régime permanent.

Pour les turbines à géométrie fixe, il est commun de prendre par hypothèse, un degré de réaction  $R = 0,5$  afin de modéliser les turbines radiales utilisées dans les systèmes de turbocompresseur. Cette hypothèse est vérifiée par Watson et Janota [23] de part le fait que la plupart des turbines à géométrie fixe sont conçues avec un distributeur lisse, sans aubages guides, et que le rotor dispose d'aubes réparties radialement. Dans le cas des turbines à géométrie variable, il y a des aubages dans la partie stator, l'hypothèse précédente n'est alors plus vérifiée. Cependant, une méthode alternative peut être établie afin de calculer le taux de détente dans la partie stator et dans la partie rotor de la turbine. Ce modèle, propose une méthode pour calculer le degré de réaction ainsi que le taux de détente aux bornes du stator et le taux de détente aux bornes du rotor. Connaissant alors chaque taux de détente, il sera alors possible de déterminer les sections efficaces de passage relevant de ces données.

### II.2.1. - Calcul du degré de réaction :

La définition du degré de réaction  $R$  est généralement basée comme étant le rapport du changement d'enthalpie statique autour du rotor, sur le changement total d'enthalpie totale autour de la turbine. :

$$R = \frac{h_1^* - h_s^*}{h_e^* - h_s^*} = \frac{\left(h_1^* - \frac{1}{2} \cdot C_1^2\right) - \left(h_s^* - \frac{1}{2} \cdot C_s^2\right)}{h_e^* - h_s^*} \quad (\text{II-19})$$

Dans la turbine, la partie stator ne prélève pas d'énergie au fluide. Ainsi lorsque l'écoulement est adiabatique  $h_e^* = h_1^* = h_{vol}^*$ . Considérant aussi le fluide comme un gaz parfait, nous pouvons poser :

$$h_1^* - h_s^* = Cp \cdot (T_1^* - T_s^*) \quad (\text{II-20})$$

La puissance transférée au rotor peut s'exprimer mécaniquement par le produit du couple par la vitesse angulaire de rotation ; celui-ci peut aussi être déterminé à partir de la relation d'Euler qui est concomitante à l'expression thermodynamique, lesquelles sont définies telles que :

$$\dot{W}_{Rt} = \dot{Q}m_{Turb} \cdot (U_1 \cdot C_{\theta 1} - U_s \cdot C_{\theta -s}) = \dot{Q}m_{Turb} \cdot Cp \cdot (T_1^* - T_s^*) \quad (\text{II-21})$$

A partir de l'équation (II-21), il est possible d'exprimer le gradient de températures totales aux bornes de la turbine tel que :

$$(T_1^* - T_s^*) = \frac{(U_1 \cdot C_{\theta 1} - U_s \cdot C_{\theta -s})}{C_p} \quad (\text{II-22})$$

Comme pour les hypothèses générales de conception, la rotation du fluide en sortie du rotor est négligée ( $C_{\theta -s} = 0 \rightarrow C_s^2 = C_{a-s}^2$ ), et la vitesse radiale du fluide en sortie du stator, équivalente à l'entrée du rotor, est supposée égale à la vitesse en sortie du rotor ( $C_{r-1} = C_{a-s} = C_1 \cdot \cos \alpha_1$ ) ; ainsi à partir de ces hypothèses et des équations (II-19), (II-20) et (II-21), le degré de réaction peut s'écrire comme suit :

$$R = 1 - \frac{C_1^2 - C_s^2}{2 \cdot U_1 \cdot C_{\theta 1}} = 1 - \frac{C_{\theta 1}^2 + C_{r1}^2 - C_{a-s}^2}{2 \cdot U_1 \cdot C_{\theta 1}} \quad (\text{II-23})$$

En utilisant les hypothèses précédentes et en se basant sur le triangle des vitesses en entrée et sortie rotor (voir Figure II-5), il est possible de définir une nouvelle expression du degré de réaction :

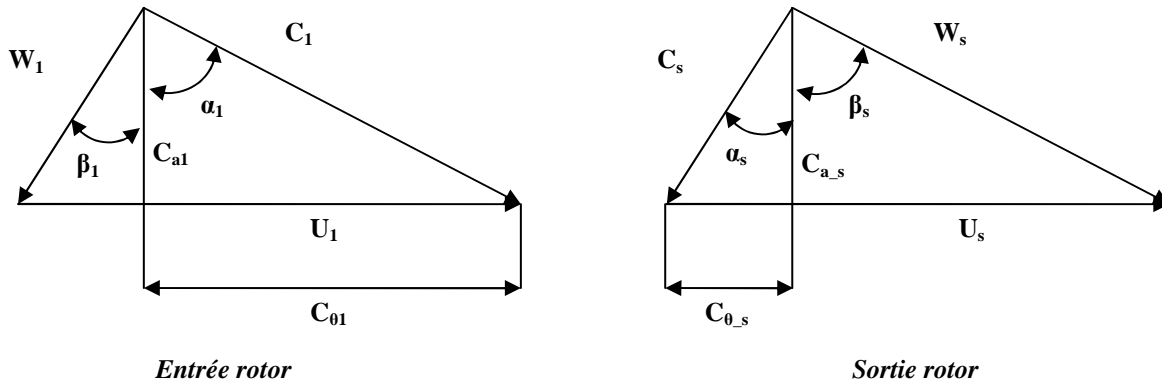


Figure II-5 : Triangles des vitesses pour l'entrée et la sortie du rotor.

$$R = 1 - \frac{C_{\theta 1}}{2 \cdot U_1} = 1 - \frac{C_1 \cdot \sin \alpha_1}{2 \cdot U_1} = 1 - \frac{C_{a-s} \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\cos \alpha_1}}{2 \cdot U_1} \quad (\text{II-24})$$

Dans cette description,  $\alpha_1$  est l'angle d'entrée de gaz au rotor, ce dernier est déterminé par l'orientation des aubages du stator. Pour le cas où le rotor dispose de pales orientées radialement ( $\beta_1 = 0$ ) et dépourvu d'aubages dans le stator pour diriger le flux, nous avons  $C_{\theta 1} = U_1$  entraînant un degré de réaction égal à 0,5. Comme il avait été mentionné précédemment, cette relation est vraie pour la plupart des turbines à géométrie fixe à distributeur lisse.

Ainsi, considérant la composante radiale de la vitesse à l'entrée du rotor égale à la composante axiale à la sortie du rotor et, l'absence de tourbillon à la sortie de la turbine (écoulement non-rotationnel),  $R$  peut être exprimé comme suit :

$$R = 1 - \frac{\tan \alpha_1}{2} \cdot \frac{C_{a-s}}{U_1} \quad (\text{II-25})$$

Afin d'être exploitable à partir des champs caractéristiques de la turbine l'expression est réécrite en utilisant le débit de masse, la loi des gaz parfait et la section géométrique de sortie de la turbine.

$$R = 1 - \frac{\tan \alpha_1}{2 \cdot U_1} \cdot \frac{\dot{Q}m \cdot r \cdot T_s}{S_s \cdot P_s} \quad (\text{II-26})$$

Les paramètres  $u_1$  et  $S_s$  peuvent être exprimés à partir des diamètres géométriques de la turbine, lesquels sont aisément mesurables. Le diamètre  $\varnothing_1$  correspond au diamètre extérieur du rotor, le diamètre  $\varnothing_s$  correspond au diamètre intérieur du rotor et le diamètre  $\varnothing_n$  exprime le diamètre du moyeu de la roue du rotor.

$$U_1 = \pi \cdot N_{Turb} \cdot \varnothing_1 \quad (\text{II-27})$$

$$S_s = \frac{\pi}{4} \cdot (\varnothing_s^2 - \varnothing_n^2) \quad (\text{II-28})$$

Ainsi, lorsque l'on insère les expressions (II-27) et (II-28) dans l'équation (II-26), nous obtenons :

$$R = 1 - \frac{\tan \alpha_1}{2 \cdot \pi \cdot \varnothing_1 \cdot N_{Turb}} \cdot \frac{4 \cdot \dot{Q}m}{\pi (\varnothing_s^2 - \varnothing_n^2)} \cdot \frac{r \cdot T_s}{P_s} \quad (\text{II-29})$$

Le rendement total-à-statique de la turbine peut être exprimé comme présenté ci-dessous :

$$\eta_{T-s} = \frac{T_e^* - T_s^*}{T_e^* - T_{s-is}} \quad (\text{II-30})$$

Reprenant l'hypothèse précédente consistant en l'absence de rotation dans l'écoulement sortant,  $C_e \approx C_s$ , une expression simplifiée du rendement est proposée :

$$\eta_{T-s} = \frac{T_e^* - T_s^*}{T_e^* - T_{s-is}} = \frac{T_e - T_s}{T_e^* - T_{s-is}} \quad (\text{II-31})$$

Considérant le processus d'une transformation thermodynamique isentropique, il est possible d'estimer la valeur de  $T_s$  et de l'exprimer à partir des conditions d'entrée. Alors, l'équation suivante conditionnant  $T_s$

comme une fonction du taux de détente des gaz, du rapport entre la température totale et la température statique ainsi que de la valeur du rendement total-à-statique.

$$T_s = T_e^* \cdot \left[ \frac{T_e}{T_e^*} - \eta_{T-s} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right) \right] = T_e^* \cdot g \left( \frac{P_s}{P_e^*}, \frac{T_e}{T_e^*}, \eta_{T-s} \right) \quad (\text{II-32})$$

Reprenant l'expression (II-32), et l'insérant dans l'équation (II-29), une nouvelle expression du degré de réaction peut être déduite :

$$R = 1 - \frac{2}{\pi^2 \cdot \phi_e (\phi_s^2 - \phi_n^2)} \cdot \frac{Qm \cdot \tan \alpha_1}{N_s} \cdot \frac{r \cdot T_e^* \cdot g \left( \frac{P_s}{P_e^*}, \frac{T_e}{T_e^*}, \eta_{T-s} \right)}{P_s} \quad (\text{II-33})$$

La relation entre la température statique d'entrée turbine  $T_e$  et la température totale d'entrée turbine  $T_e^*$  doit également être obtenue à partir des valeurs caractéristiques disponibles dans les cartographies de caractérisation du fonctionnement de la turbine. La relation choisie par Serrano *et al.* [204], est le nombre de Mach :

$$\frac{T_e^*}{T_e} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot Ma_e^2 \quad (\text{II-34})$$

Ainsi, le nombre de Mach exprimé à partir des conditions d'entrées à la turbine emmène à la relation suivante :

$$Ma_e = \frac{C_e}{a_e} = \frac{Qm \cdot r \cdot T_e}{P_e \cdot S} \cdot \frac{1}{\sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_e}} = \frac{Qm_{Red}}{S_e} \sqrt{\frac{r}{\gamma} \cdot \left( \frac{T_e^*}{T_e} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (\text{II-35})$$

Avec  $u_e \equiv C_e$  car il n'y pas, par hypothèse, de rotationnel dans l'écoulement entrant.

Après les hypothèses et les développements successifs à partir de la formule (II-19), Serrano *et al.* [204] arrivent à l'expression du degré de réaction suivante :

$$R = 1 - \frac{2 \cdot r}{\pi^2 \cdot \phi_1 (\phi_s^2 - \phi_n^2)} \cdot \frac{Qm_{Red} \cdot \tan \alpha_1}{N_{Red}} \cdot f \left( \frac{P_s}{P_e^*}, Qm_{Red}, S_e, \eta_{TS} \right) \quad (\text{II-36})$$

$$\text{Avec } f \left( \frac{P_s}{P_e^*}, Qm_{Red}, S_e, \eta_{TS} \right) = \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{-1} \cdot \left[ \left( \frac{T_e^*}{T_e} \right)^{-1} - \eta_{TS} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \right] \quad (\text{II-37})$$

En général, la valeur de  $\left(\frac{T_e^*}{T_e}\right)$  n'est pas disponible directement sur le graphe du champ des débits de la turbine. Se basant la combinaison des équations (II-34) et (II-35), Serrano *et al.* [204] proposent d'utiliser l'équation ci-dessous afin de trouver la valeur de ce terme.

$$\frac{T_e^*}{T_e} = 1 + \frac{r(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \left(\frac{Qm_{Red}}{S_e}\right)^2 \cdot \left(\frac{T_e^*}{T_e}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \quad (\text{II-38})$$

Afin de résoudre l'équation (II-38), on pose comme point de départ  $\left(\frac{T_e^*}{T_e}\right) = 1$ , un algorithme itératif de type Newton-Raphson permet de résoudre l'équation ; la fonction convergera alors facilement vers une valeur légèrement supérieure à 1. Ensuite, ce résultat sera introduit dans le calcul de R, équations (II-36) et (II-37).

Remarque :

Serrano *et al.* [204] calculent la valeur de  $\left(\frac{T_e^*}{T_e}\right)$  car ils ne disposent que des cartographies constructeurs.

Or, dans le cadre de campagnes d'essais, il est possible d'avoir accès à ces données. Ainsi, pour ces cas là, le rapport est directement calculé via les mesures expérimentales.

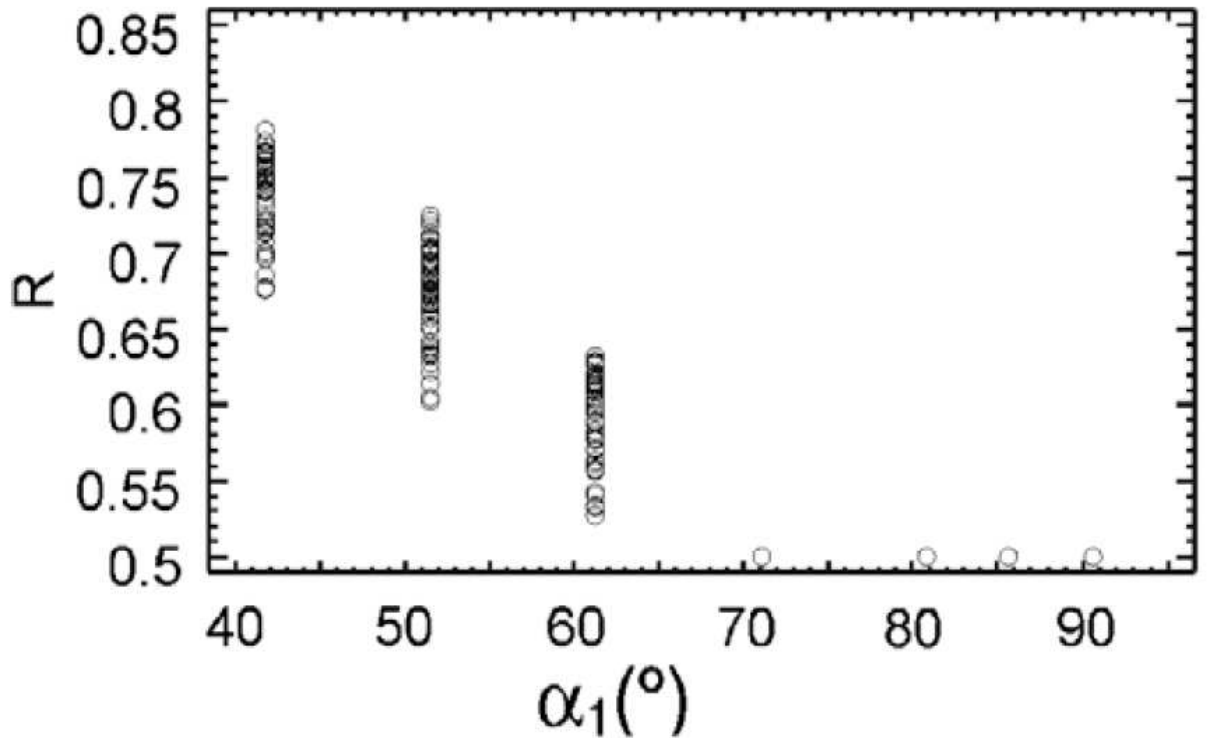


Figure II-6 : Exemple de l'évolution du degré de réaction en fonction de l'angle d'ouverture des aubes du stator [204].



L'évolution du degré de réaction peut-être représentée en fonction du débit caractéristique de la turbine, cette méthode permet de mettre notamment en évidence la différence de comportement entre les différents systèmes de géométrie variable. Ainsi, pour une turbine à injection partielle (angle fixe des aubages du stator mais section de passage variable) [11], le degré de réaction diminue avec l'augmentation du débit caractéristique. Pour une turbine à géométrie variable à aubages mobiles, le comportement est totalement opposé, R diminue avec l'augmentation du débit caractéristique avec une exception pour le cas où la TGV est fermée, dans ce cas la valeur  $R = 0,5$  est imposé. Comme l'angle des pales dans le distributeur de la TGV est directement lié aux mouvements du mécanisme à géométrie variable, l'angle des pales peut être clairement déterminé une fois que la position de celles-ci est établie. Par exemple, pour la turbine utilisée par Serrano *et al.* [204], l'angle des pales du stator de  $42^\circ$  correspond à une TGV ouverte et l'angle des pales de stator de  $86^\circ$  correspond à une TGV fermée. Comme montré dans la Figure II-6, il a été observé que R augmente lorsque la TGV s'ouvre. En outre, la valeur de R tend vers 0,5 lorsque l'angle des aubes tend vers  $68^\circ$ , puis il est imposé à 0,5 pour les angles allant de  $68^\circ$  à  $86^\circ$ .

### II.2.2. - Le modèle d'écoulement :

Une fois que R a été calculé en fonction des variables de la turbine corrigées et de paramètres géométriques facilement mesurables, il est nécessaire d'établir sa relation avec la pression intermédiaire entre le stator et le rotor de la turbine, afin d'appliquer le modèle choisi des deux restrictions ( $Seff$ ) ainsi qu'au volume intermédiaire. Si R est défini à partir des équations (II-36) et (II-37), et en considérant le gaz comme étant un gaz parfait, on peut écrire :

$$\frac{T_{Vol}}{T_e} = \frac{T_e^*}{T_e} \cdot \left[ \frac{T_s}{T_e^*} + R \cdot \left( 1 - \frac{T_s}{T_e^*} \right) \right] \quad (II-39)$$

On a le rapport  $\left( \frac{T_e}{T_e^*} \right)$  qui peut être calculé via l'équation (II-38) ; le rapport  $\left( \frac{T_s}{T_e^*} \right)$  qui peut être calculé en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{T_s}{T_e^*} = \left[ \frac{T_e}{T_e^*} - \eta_{Ts} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \right] \quad (II-40)$$

De même, le rapport  $T_s^*/T_e^*$  peut être calculé à partir de la définition du rendement, ce qui nous donne :

$$\frac{T_s^*}{T_e^*} = 1 - \eta_{Ts} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \quad (II-41)$$

Ainsi, en substituant les équations (II-40) et (II-41) dans l'expression (II-39), nous obtenons :

$$\frac{T_{Vol}}{T_e} = 1 + \frac{T_e^*}{T_e} \cdot (R-1) \cdot \eta_{Ts} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \quad (\text{II-42})$$

Donc, si le procédé de transformation thermodynamique des gaz traversant la turbine est connu, il est possible de relier la valeur de la pression du volume intermédiaire à la température de ce dernier. Nous avons donc :

$$\frac{P_{Vol}}{P_e} = \left[ 1 + \frac{T_e^*}{T_e} \cdot (R-1) \cdot \eta_{Ts} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \right]^{k/k-1} \quad (\text{II-43})$$

Avec  $k$  étant le degré polytropique de transformation thermodynamique ayant lieu dans le stator.

La transformation thermodynamique de l'écoulement traversant la turbine, partant des conditions initiales  $(P_e, T_e)$  pour atteindre des conditions finales  $(P_s, T_s)$ , de telle sorte que  $P_e > P_s$  et  $T_e \geq T_s$ . L'hypothèse impliquant que le processus de transformation thermodynamique du gaz dans la turbine est adiabatique, mais irréversible, rend physiquement impossible que l'exposant polytropique prenne des valeurs inférieures à 1, car cela impliquerait une augmentation de la température de sortie de la turbine. De même, toute valeur supérieure à 1,33 (valeur caractéristique du terme  $\gamma$  pour les gaz d'échappement) impliquerait une diminution de l'entropie à l'état final par rapport à l'état initial. Si le gaz traversant la turbine subit un processus polytropique avec une constante polytropique d'indice  $n$ , l'équation (II-44) peut être proposée pour calculer cet indice polytropique  $n$  :

$$\frac{P_s}{P_e} = \left( \frac{T_s}{T_e} \right)^{n/n-1} \Rightarrow \frac{n}{n-1} = \frac{\ln \frac{P_s}{P_e^*} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \ln \frac{T_e^*}{T_e}}{\ln \frac{T_s}{T_e^*} + \ln \frac{T_e^*}{T_e}} \quad (\text{II-44})$$

Où  $n$  est fonction des variables corrigées provenant des champs de la turbine par combinaison des équations (II-44), (II-40) et (II-38).

Toutefois, le processus polytropique à travers le stator est généralement assez différent du processus ayant lieu au travers du rotor. Par conséquent, l'hypothèse que la transformation à travers le stator et la transformation à travers le rotor ont des exposants polytropiques différents (mais constant) paraît convenable. Ainsi, pour l'ensemble du processus de transformation de l'entrée de la turbine à la sortie de la turbine, il peut être établi que :

$$\frac{P_s}{P_e} = \frac{P_s}{P_{Vol}} \cdot \frac{P_{Vol}}{P_e} = \left( \frac{T_s}{T_{Vol}} \right)^{g/g-1} \cdot \left( \frac{T_{Vol}}{T_e} \right)^{k/k-1} = \left( \frac{T_s}{T_e} \right)^{n/n-1} \quad (\text{II-45})$$

Puisque dans les cartographies de turbines il n'y a pas, pour l'espace intermédiaire (volume), de données disponibles de pression et de température, les exposants polytropiques ( $k$  et  $g$ ) ne peuvent pas être obtenus directement. Cependant, il est possible de les relier entre eux en prenant les expressions logarithmiques et en réarrangeant (II-44), comme indiqué dans (II-45) :

$$\frac{k}{k-1} = \frac{g}{g-1} + \left( \frac{n}{n-1} - \frac{g}{g-1} \right) \cdot \frac{\ln \frac{T_s}{T_e^*} + \ln \frac{T_e^*}{T_e}}{\ln \frac{T_{Vol}}{T_e}} \quad (\text{II-46})$$

Puis en substituant (II-44) dans (II-46) et en réarrangeant, nous obtenons :

$$\frac{g}{g-1} = \frac{\left( \frac{k}{k-1} \right) \cdot \ln \frac{T_{Vol}}{T_e} - \left[ \ln \frac{P_s}{P_e^*} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \ln \frac{T_e^*}{T_e} \right]}{\ln \frac{T_{Vol}}{T_e} - \left[ \ln \frac{T_s}{T_e^*} + \ln \frac{T_e^*}{T_e} \right]} \quad (\text{II-47})$$

Où le rapport des logarithmes peut être calculé comme une fonction des variables corrigées à partir des cartographies de turbine en utilisant les relations vues précédemment. Néanmoins, il y a encore deux valeurs inconnues dans (II-47),  $k$  et  $g$ . Par conséquent, il est nécessaire d'envisager une hypothèse supplémentaire.

Une fois que les limites de  $k$  et  $g$  ont été établies, elles seront calculées comme une somme pondérée de ces limites. Ceci est illustré par les équations (II-48) et (II-49). Dans le cas de l'équation (II-48), les poids utilisés pour pondérer sont choisis pour imposer que le rendement le plus élevé soit le rendement isentropique (nb : la plus faible distance entre  $n$  et  $\gamma$ ), le plus proche de  $\gamma$  est l'exposant polytropique  $k$ . Dans le cas de l'équation (II-49), les poids utilisés pour pondérer sont choisis pour imposer que le rendement le plus faible soit le rendement isentropique (nb : la plus petite distance entre  $n$  et l'unité), le plus proche de  $\gamma$  est l'exposant polytropique  $g$ . Une fois que  $g$  est calculé,  $k$  peut être obtenu à partir de l'équation (II-46).

Ainsi,

$$\text{Si } \frac{\gamma+1}{2} \leq n < \gamma \rightarrow k = \frac{n \left( n - \frac{\gamma+1}{2} \right)^{-1} + \gamma (\gamma - n)^{-1}}{\left( n - \frac{\gamma+1}{2} \right)^{-1} + (\gamma - n)^{-1}} \quad (\text{II-48})$$

$$\text{Si } 1 \leq n < \frac{\gamma+1}{2} \rightarrow g = \frac{\gamma (n-1)^{-1} + n \left( \frac{\gamma+1}{2} - n \right)^{-1}}{(n-1)^{-1} + \left( \frac{\gamma+1}{2} - n \right)^{-1}} \quad (\text{II-49})$$

Expression de l'écoulement dans le stator :

La pression dans le volume intermédiaire peut donc être calculée par l'équation suivante :

$$\frac{P_{Vol}}{P_e^*} = \left[ 1 + \frac{T_e^*}{T_e} \cdot (R-1) \cdot \eta_{TS} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_e^*} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right) \right]^{k/k-1} \quad (\text{II-50})$$

Où

$$R = 0,5 \quad \text{si } \alpha_1 > \alpha_{limite}$$

$$R = 1 - \frac{2 \cdot r}{\pi^2 \cdot D_1 \cdot (D_2^2 - D_n^2)} \cdot \frac{\dot{m}_{Red} \cdot \tan \alpha_1}{N_{Red}} \cdot f \left( \frac{P_s}{P_e^*}, \dot{m}_{Red}, S_0, \eta_{TS} \right) \quad \text{si } \alpha_1 \leq \alpha_{limite}$$

Ainsi, comme le taux de détente  $P_{Vol}/P_e^*$  est connu, la section efficace de passage du fluide dans la restriction modélisant le stator peut être calculée.

$$S_{eff-st} = \dot{m}_T \cdot \frac{\sqrt{r \gamma T_e^*}}{P_e^*} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left( \frac{P_e^*}{P_{Vol}} \right)^{1/\gamma} \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_{Vol}}{P_e^*} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right)^{-1} \quad (\text{II-51})$$

Expression de l'écoulement dans le rotor :

L'expression de la section efficace de la restriction modélisant l'écoulement traversant le rotor est obtenue par la relation suivante :

$$S_{eff-rot} = \dot{m}_T \cdot \frac{\sqrt{r \gamma T_{Vol-R}^*}}{P_{Vol-R}^*} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left( \frac{P_{Vol-R}^*}{P_s} \right)^{1/\gamma} \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_s}{P_{Vol-R}^*} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right)^{-1} \quad (\text{II-52})$$

Où  $P_{Vol-R}^*$ , est la pression totale relative située à l'admission du rotor.

Si l'on considère que la relation entre la pression et la température est une transformation isentropique, nous pouvons poser :

$$\frac{P_{Vol-R}^*}{P_s} = \frac{P_{Vol}}{P_s} \cdot \left( \frac{T_{Vol-R}^*}{T_{Vol}} \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (\text{II-53})$$

La relation entre la température d'admission du rotor  $T_{Vol}$  et la température totale relative d'entrée rotor  $T_{Vol-R}^*$  peut être déduite des variables corrigées, qui sont disponibles dans les cartographies de turbine. La relation primaire est :

$$\frac{T_{Vol\_R}^*}{T_{Vol}} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_{Vol\_R}^2 \quad (\text{II-54})$$

Après plusieurs hypothèses et simplifications, les auteurs arrivent à l'expression suivante :

$$\frac{T_{Vol\_R}^*}{T_{Vol}} = 1 + \left[ \frac{T_e^*}{T_e} - 1 \right] \cdot \frac{T_e}{T_{Vol}} \quad (\text{II-55})$$

Il est possible de réécrire l'expression du rapport  $P_{Vol\_R}/P_s$  en utilisant l'équation (II-55), ainsi la nouvelle équation s'écrit :

$$\frac{P_{Vol\_R}}{P_s} = \frac{P_{Vol}}{P_s} \cdot \left( 1 + \left[ \frac{T_e^*}{T_e} - 1 \right] \cdot \frac{T_e}{T_{Vol}} \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (\text{II-56})$$

Au final, l'expression du rapport de pression  $P_{Vol\_R}/P_s$  peut s'écrire telle que :

$$\frac{P_{Vol\_R}}{P_s} = \frac{P_{Vol}}{P_e} \cdot \frac{P_e^*}{P_s} \cdot \left( \frac{T_e}{T_e^*} \right)^{\gamma/\gamma-1} \cdot \left( 1 + \left[ \frac{T_e^*}{T_e} - 1 \right] \cdot \frac{T_e}{T_{Vol}} \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (\text{II-57})$$

Désormais, tous les outils nécessaires aux calculs des sections efficaces des restrictions modélisant le stator et le rotor sont connus.

### II.2.3. - Modélisation du travail de la turbine :

La modélisation de la puissance récupérée par la turbine s'effectue de la même manière que celle décrite pour le modèle de Payri *et al.* [101]. Il s'agit de considérer le rotor comme l'élément unique de récupération du travail de la turbine. Un réarrangement des équations d'évaluation du rendement est nécessaire pour aboutir à une définition du rendement local (équation (II-18)) relatif au rotor et permettant son implémentation « directe » dans le code de calcul.

Les valeurs du rendement de la turbine sont aussi issues des mêmes bases de données correspondant aux extrapolations des champs des valeurs caractéristiques de la turbine.

## II.3. - LE CODAGE DES MODELES :

### II.3.1. - L'architecture générale du processus de modélisation :

Tous les modèles de turbine, utilisés dans ces études, sont couplés à un modèle 1D de conduite qui résout les équations de la dynamique des gaz de chaque élément unidimensionnel grâce à un algorithme basé sur la méthode de calcul d'Harten-Lax-Leer [123] et [74] (HLL). Chaque élément 1D est relié au modèle de turbine comme illustré par la Figure II-7. Ainsi disposé, le tube amont modélise le canal d'admission à la turbine, et le tube aval son canal d'échappement.

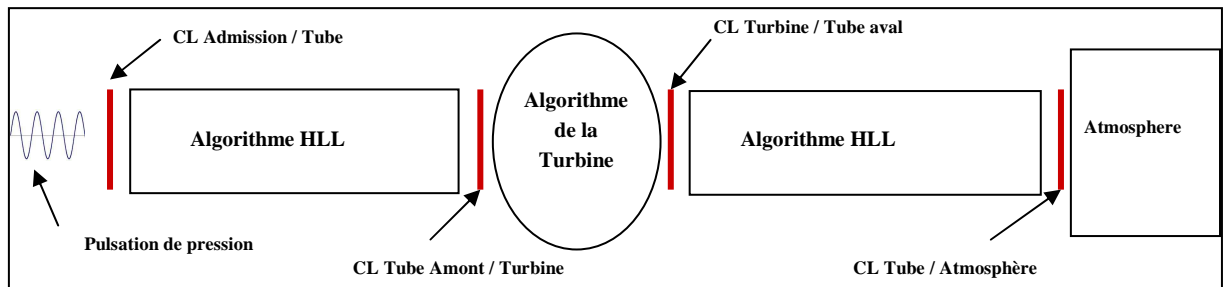


Figure II-7 : Architecture du processus de calcul.

L'étude des phénomènes qui se produisent dans chaque tube nécessite de connaître les conditions aux limites de chacun d'entre eux. Cela implique l'utilisation de conditions aux limites de type débouchante ainsi que les conditions de raccordement pour la liaison à la turbine. La résolution du système d'équations pour chaque condition limite peut être effectuée par deux différentes méthodes, la méthode des caractéristiques (variables de Riemann) et par la méthode des points / domaines fictifs (méthode maillée)[74]. Dans mes travaux, j'ai utilisé la méthode des points fictifs pour le codage de ces modèles de turbines, car il s'agit d'une méthode conservative.

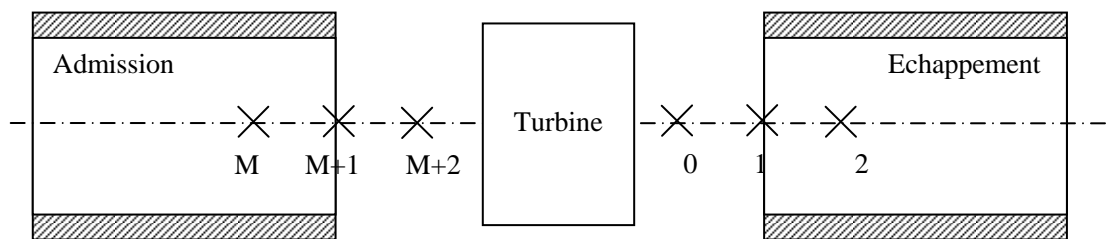


Figure II-8 : Méthode de jonction des modèles.

Dans le présent document, le même algorithme (HLL) est appliqué aux conditions aux limites du tube ainsi qu'au reste du tube. Chaque tube est un système à une dimension discrétisée par  $M$  éléments de maillage. Le schéma du premier ordre en espace et en temps nécessite de définir un point fictif en dehors du système à chaque extrémité du tube (points  $\{0\}$  et  $\{M+2\}$ ) comme le montre la Figure II-8.

### II.3.2. - Codage du tube d'admission à la turbine :

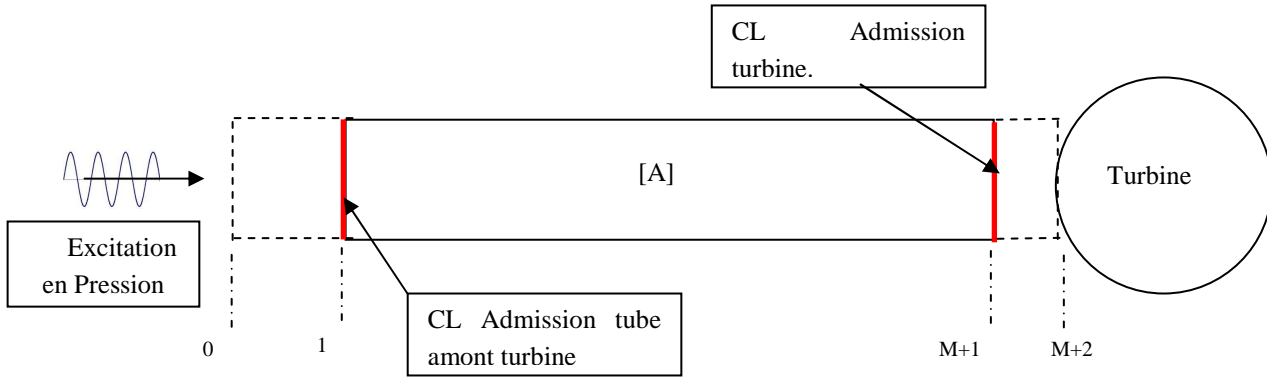


Figure II-9 : Conditions limites sur le tube amont à la turbine.

#### Conditions au point [0] du tube [A] :

Comme expliqué précédemment, l'utilisation d'un maillage régulier de  $M$  mailles sur toute la longueur du tube conduit à résoudre les équations de la dynamique des gaz du point [1] à [M+1]. Ainsi pour pouvoir boucler notre système et passer au pas de temps suivant, il est nécessaire d'utiliser les points fictifs/imaginaires [0] et [M+2] illustrés sur la Figure II-9. Il convient alors de définir un système d'équation propre à chaque point imaginaire.

Ainsi, pour le point [0] du tube [A], et, considérant le sens de l'écoulement entrant comme entrant dans le tube ; notre système s'écrit :

*La conservation de la masse entre le point 0 et le point 1 :*

$$\rho_{0;A} \cdot u_{0;A} = Cd \cdot \rho_{1;A} \cdot u_{1;A} \quad (\text{II-58}) \quad \text{Avec } Cd = \frac{S_{1;eff}}{S_{1;geo}} \quad (\text{II-59})$$

*La conservation de l'énergie entre l'extérieur et le point 0 :*

$$a_{0;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{0;A}^2 = a_{ext}^2 \quad (\text{II-60})$$

*Relation de transformation isentropique entre l'extérieur et le point 0 :*

$$\frac{P_{0;A}}{\rho_{0;A}^\gamma} = \frac{P_{ext}}{\rho_{ext}^\gamma} \quad (\text{II-61})$$

*Equations de fermeture du système :*

$$P_i = \rho_i \cdot r \cdot T_i \quad (\text{II-62}) \quad \text{et} \quad a_i = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_i} \quad (\text{II-63})$$

La résolution de ce système d'équations passe par une technique de résolution implicite du type méthode de Newton-Raphson. Par ailleurs, le coefficient  $Cd$  est égal à 1 dans un premier temps.

Les conditions suivantes correspondent au fonctionnement d'un tube à extrémité ouverte avec écoulement sortant :

La conservation de la masse entre le point 0 et le point 1 :

$$\rho_{0;A} \cdot u_{0;A} = Cd \cdot \rho_{1;A} \cdot u_{1;A} \quad (\text{II-64}) \quad \text{Avec } Cd = \frac{S_{1;eff}}{S_{1;geo}} \quad (\text{II-65})$$

Relation de transformation isobare entre le point 0 et l'extérieur :

$$P_{0;A} = P_{ext} \quad (\text{II-66})$$

Relation de transformation isentropique entre le point 0 et le point 1 :

$$\frac{P_{0;A}}{\rho_{0;A}^\gamma} = \frac{P_{1;A}}{\rho_{1;A}^\gamma} \quad (\text{II-67})$$

La fermeture du système s'effectue via les équations (II-62) et (II-63) soient l'équation d'état des gaz parfaits et la vitesse du son respectivement. La relation (II-66) implique l'hypothèse de jet, à filets fluides parallèles et rectilignes, à la sortie de la turbine.

#### **Conditions au point [M+2] du tube [A] :**

Les conditions en ce point détermine la jonction tube d'admission / turbine, et conditionne le flux entrant dans la partie stator de la turbine. En ce point [M+2] du tube [A], si nous considérons le sens de l'écoulement entrant comme sortant du tube [A] et entrant dans la turbine ; les conditions d'écoulement dans notre système peuvent s'écrire :

La conservation de la masse :

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} \cdot S_{M+2;A} = \dot{m}_{st} = S_{eff-st} \cdot \frac{P_{M+1;A}^*}{\sqrt{r\gamma T_{M+1;A}^*}} \cdot f\left(\frac{P_{Vol}}{P_{M+1;A}^*}\right) \quad (\text{II-68})$$

La conservation de l'énergie entre le point M+1 et le point M+2 :

$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+2;A}^2 = a_{M+1;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+1;A}^2 \quad (\text{II-69})$$

Relation de transformation isentropique entre le point M+1 et le point M+2 :

$$\frac{P_{M+2;A}}{\rho_{M+2;A}^\gamma} = \frac{P_{M+1;A}}{\rho_{M+1;A}^\gamma} \quad (\text{II-70})$$

La fermeture du système est toujours effectuée à partir des équations (II-62) et (II-63) soit l'équation d'état des gaz parfaits et la vitesse du son respectivement.



Pour les cas de refoulement, les conditions limites à la restriction, pour l'écoulement sortant, correspondent à une sortie de type jet libre.

La conservation de la masse :

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} \cdot S_{M+2;A} = \dot{m}_T = S_{eff-st} \cdot \frac{P_{Vol}}{\sqrt{r\gamma T_{Vol}}} \cdot f\left(\frac{P_{M+1;A}}{P_{Vol}}\right) \quad (II-71)$$

La conservation de l'énergie entre le point M+1 et M+2 :

$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{M+2;A}^2 = a_{Vol}^2 \quad (II-72)$$

Relation de transformation isentropique entre le point M+1 et le point M+2 :

$$\frac{P_{M+2;A}}{\rho_{M+2;A}^\gamma} = \frac{P_{Vol}}{\rho_{Vol}^\gamma} \quad (II-73)$$

### II.3.3. - Le codage du tube d'échappement de la turbine :

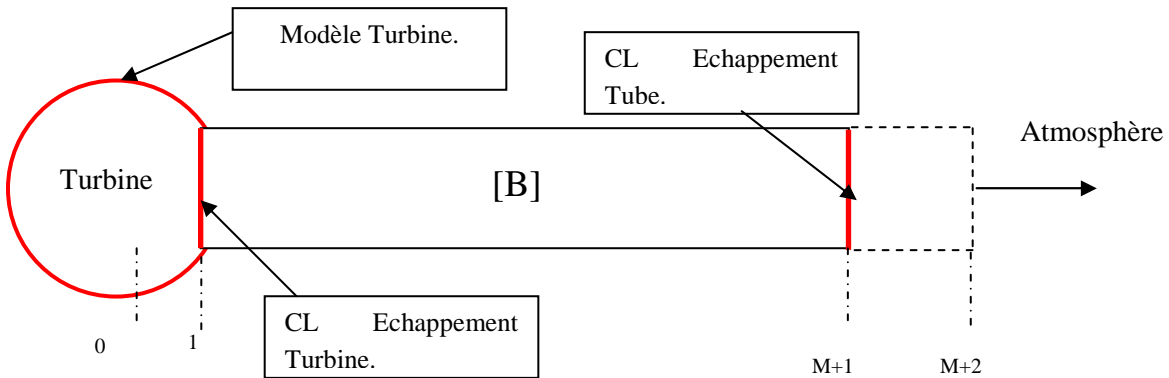


Figure II-10 : Conditions limites sur le tube aval à la turbine.

#### Conditions au point [0] du tube [B] :

Cette condition limite est affectée par deux paramètres liés directement aux performances de la turbine. Le premier étant bien entendu le débit conditionné par l'hypothèse quasi-statique au niveau du rotor, impliquant qu'à chaque pas de temps, le débit d'entrée du tube et le débit de sortie de la turbine sont strictement égaux (et égal à  $\dot{m}_{Rt}$ ). Le second est lié au rendement de la turbine, il fournit ainsi la valeur de l'enthalpie totale à l'échappement de la turbine et donc à l'entrée du tube d'échappement de cette dernière (le tube [B]). Le calcul de l'enthalpie totale en sortie de la turbine est effectué en considérant que l'on a toujours un comportement quasi-statique de la turbine, pour chaque pas de temps du calcul. Cela implique que toutes les variables thermodynamiques du fluide restent constantes durant ce même intervalle de temps, il est ainsi possible de calculer le rendement total-à-statique (T-s) de la manière suivante :

$$\eta_{T-s} = \frac{h_{M+1;A}^* - h_{1;B}^*}{(h_{M+1;A}^* - h_{1;B})_{Is}} \quad (\text{II-74})$$

Où :

$h_{M+1;A}^* - h_{1;B}^*$  représente le travail effectif de la turbine par la différence entre l'enthalpie totale d'entrée et l'enthalpie totale de sortie de la turbine.

$(h_{M+1;A}^* - h_{1;B})_{Is}$  représente le travail idéal de la turbine par la différence entre l'enthalpie totale d'entrée et l'enthalpie statique de la détente isentropique à la sortie de la turbine.

Avec les enthalpies du fluide calculées telles que :

$$h_{M+1;A}^* = CpT_{M+1;A} + \frac{u_{M+1;A}^2}{2} \quad : \text{Enthalpie totale à l'entrée de la turbine} \quad (\text{II-75})$$

$$(h_{1;B})_{Is} = Cp(T_{1;B})_{Is} \quad : \text{Enthalpie statique de détente isentropique} \quad (\text{II-76})$$

La température isentropique de sortie de la turbine peut être calculée par la formule :

$$(T_{1;B})_{Is} = T_{M+1;A}^* \left( \frac{P_{1;B}}{P_{M+1;A}^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{II-77})$$

Il ne faut pas perdre de vue que le terme recherché est l'enthalpie totale  $h_{1;B}^*$ , provenant du calcul du travail réel de la turbine. D'ailleurs, comme démontré ci-dessus, il est nécessaire de connaître le rendement de la turbine en fonction de ses conditions de fonctionnement, à chaque pas de temps de calcul numérique. Cette méthode est similaire à celle proposée par Payri *et al.* [101]. Mais, elle n'est pas directement applicable à la condition limite liant le rotor de la turbine, le volume intermédiaire et le tube d'échappement.

En effet, en écoulement instationnaire, il est nécessaire de considérer seulement les restrictions (stator et rotor) comme étant des éléments ayant un comportement quasi-stationnaire. De fait, il est impossible de rattacher directement la puissance développée par la turbine, au niveau du rotor, avec les conditions d'admission et d'échappement de cette turbine. Ceci résulte de la présence du volume intermédiaire, qui est un élément capacitif, induisant des phases de vidange-remplissage en son sein. La nouvelle formulation, issue de la démonstration présentée dans le paragraphe II.2.3. -, devient alors :

$$\eta_{T-s-Rt} = \frac{h_{Vol}^* - h_{1;B}^*}{(h_{Vol}^* - h_{1;B})_{Is}} \quad (\text{II-78})$$

Ainsi, l'expression du rendement  $\eta_{T-s-Rt}$ , équation (II-18), du rotor de la turbine peut être réécrite en fonction des éléments de maillage du modèle :

$$\eta_{T-s\_Rt} = \frac{T_{Vol}^* - T_{M+1;A}^* \cdot \left[ 1 - \eta_{T-s} \cdot \left( 1 - \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right) \right]}{T_{Vol}^* \cdot \left[ 1 - \left( \frac{P_{Vol}^*}{P_{1;B}} \right)^{1-\gamma/\gamma} \right]} \quad (II-79)$$

Le rendement total-à-statique global  $\eta_{T-s}$ , correspondant au rendement présenté sur les champs des valeurs caractéristiques de la turbine, est corrigé en fonction des conditions d'écoulement propre au rotor.

A présent, tous les éléments permettant de caractériser *l'écoulement entrant* de la turbine ayant été vérifiés, il est désormais possible de montrer pour le point [0] du tube [B], en considérant le sens de l'écoulement normal comme entrant dans le tube, que notre système s'écrit :

*La conservation de la quantité de masse :*

$$\rho_{0;B} \cdot u_{0;B} \cdot S_{0;B} = \dot{m}_{rt} = S_{eff-rt} \cdot \frac{P_{Vol}}{\sqrt{r\gamma T_{Vol}}} \cdot f\left(\frac{P_{1;B}}{P_{Vol}}\right) \quad (II-80)$$

*La conservation de l'énergie entre le volume et le point 0 :*

$$a_{0;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{0;B}^2 = a_{Vol}^2 - (h_{Vol}^* - h_{1;B})_{Is} \cdot \eta_{T-s\_Rt} \cdot (\gamma-1) \quad (II-81)$$

*Relation de transformation isobare entre le point 1 et le point 0 :*

$$P_{0;B} = P_{1;B} \quad (II-82)$$

La relation (II-82) implique l'hypothèse d'absence de pertes de charge ainsi que l'absence de changement de section entre le point imaginaire 0 et le point 1 correspondant à l'entrée du tube.

Les conditions limites suivantes correspondent au cas de refoulement, caractérisant un *écoulement sortant* isentropique, c'est-à-dire provenant du tube d'échappement et s'écoulant au travers de la section de passage relative au rotor de la turbine.

*La conservation de la masse entre le point 0 et le point M+1 :*

$$\rho_{0;B} \cdot u_{0;B} \cdot S_{0;B} = \dot{m}_{rt} = S_{eff-rt} \cdot \frac{P_{1;B}^*}{\sqrt{r\gamma T_{1;B}^*}} \cdot f\left(\frac{P_{Vol}}{P_{1;B}^*}\right) \quad (II-83)$$

La conservation de l'énergie entre le point 0 et le point 1 :

$$a_{0;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{0;B}^2 = a_{1;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{1;B}^2 \quad (\text{II-84})$$

Relation de transformation isentropique entre le point 0 et le point 1 :

$$\frac{P_{0;B}}{\rho_{0;B}^\gamma} = \frac{P_{1;B}}{\rho_{1;B}^\gamma} \quad (\text{II-85})$$

**Conditions au point [M+2] du tube [B] :**

Concernant la condition limite pour l'échappement vers l'atmosphère extérieure (*écoulement sortant*), elle est définie de la même manière que pour un tube ouvert ; c'est-à-dire :

La condition limite à l'échappement du tube est construite telle que :

La conservation de la quantité de masse :

$$\rho_{M+2;B} u_{M+2;B} = Cd \cdot \rho_{M+1;B} u_{M+1;B} \quad (\text{II-86}) \quad \text{Avec } Cd = \frac{S_{1;eff}}{S_{1;geo}} \quad (\text{II-87})$$

Relation de transformation isobare entre le point M+2 et l'extérieur :

$$P_{M+2;B} = P_{ext} \quad (\text{II-88})$$

Relation de transformation isentropique :

$$\frac{P_{M+2;B}}{\rho_{M+2;B}^\gamma} = \frac{P_{M+1;B}}{\rho_{M+1;B}^\gamma} \quad (\text{II-89})$$

Les conditions suivantes correspondent au fonctionnement d'un tube à extrémité ouverte avec *écoulement entrant*.

La conservation de la masse :

$$\rho_{M+2;B} u_{M+2;B} = Cd \cdot \rho_{M+1;B} u_{M+1;B} \quad (\text{II-90}) \quad \text{Avec } Cd = \frac{S_{1;eff}}{S_{1;geo}} \quad (\text{II-91})$$

La conservation de l'énergie :

$$a_{M+2;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{M+2;B}^2 = a_{ext}^2 \quad (\text{II-92})$$

Relation de transformation isentropique :

$$\frac{P_{M+2;B}}{\rho_{M+2;B}^\gamma} = \frac{P_{M+1;B}}{\rho_{M+1;B}^\gamma} \quad (\text{II-93})$$

#### II.3.4. - Méthode d'excitation en pression :

Pour les simulations de turbine en écoulement instationnaire deux types d'excitations sont utilisées, une excitation sinusoïdale et une excitation en « cloche ». L'excitation sinusoïdale permet de mettre en lumière les effets aéro-acoustiques sur notre système (tubes+turbine), tandis que l'excitation en cloche permet de reproduire idéalement « l'onde type » générée par un moteur à combustion interne. Néanmoins, ces méthodes sont en général trop rigides pour la reproduction réelle des ondes de pression à l'échappement d'un moteur ou d'un banc d'essai, elles n'ont de sens que pour comparer des modèles entre-eux en simulation, ou pour analyser des tendances de résultats par rapport aux essais. Si les modèles doivent être rigoureusement comparés avec les essais expérimentaux, il conviendra plutôt de pratiquer une excitation en pression soit à partir d'une lecture directe de valeurs de pressions relevées sur banc d'essais, soit à partir d'un signal idéalisé utilisant les méthodes d'analyse de signal telles que les séries de Fourier.

- L'excitation sinusoïdale :

Afin d'imposer une oscillation de pression périodique à notre système, la valeur de la pression d'excitation est calculée comme étant une fonction du temps. L'expression de la pression sinusoïdale d'excitation est décrite telle que :

$$P_{exc}(t) = P_{csg} + A_p \cdot \sin(2\pi \cdot freq \cdot t) \quad (II-94)$$

- L'excitation instationnaire en cloche :

L'excitation « en cloche » est une évolution, une extension de l'expression sinusoïdale. La construction du signal de pression se fait par superposition périodique d'un signal sinusoïdal discret avec  $i = N\left(\frac{t}{Tp}\right)$  : un entier naturel définissant le nombre de période.

$$P_{exc}(t) = P_{csg} + A_p \cdot \sin\left(2\pi \cdot freq \cdot (t - i \cdot Tp) \cdot \frac{1}{\phi} - \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{pour } t \in [i \cdot Tp; (i + \phi) \cdot Tp] \quad (II-95)$$

Et

$$P_{exc}(t) = P_{csg} - A_p \quad \text{pour } t \in [(i + \phi) \cdot Tp; (i + 1) \cdot Tp] \quad (II-96)$$

- Lecture directe d'une onde caractéristique :

Cette méthode consiste à utiliser une base de données, en l'occurrence la pression instantanée des pulses de pression. Puis, à chaque pas de temps, une lecture de la base de données est effectuée et une valeur est calculée par interpolation linéaire. Cette méthode est donc tributaire du niveau d'échantillonnage des données et des conditions d'essais car il est nécessaire d'avoir une base de données par conditions de fonctionnement (exemple : niveau de charge, régime moteur, ...)

## II.4. - COMPARAISON NUMERIQUE DES MODELES :

### II.4.1. - Simulations en régime d'écoulement permanent :

La comparaison numérique entre ces deux modèles est effectuée sur la base de simulations en régime d'écoulement stabilisé. Les différentes hypothèses simplificatrices de chaque modèle induisent des différences notables de résultats. Par exemple, le modèle de Payri *et al.* [101] utilise une courbe caractéristique idéalisée définissant une tendance générale comme montré sur la Figure II-3. A contrario, le modèle de Serrano *et al.* [204] définit des conditions d'écoulements pour chaque iso-vitesse. Cette méthode est plus rigoureuse mais nécessite un grand nombre de données. Or, si l'on compare deux modèles ayant des références différentes, la comparaison critique des modèles est faussée par les différences entre ces références. C'est pourquoi les simulations sont effectuées avec les mêmes caractéristiques de références obtenues grâce à la méthode d'extrapolation utilisée, au départ, pour le besoin des modèles développés au laboratoire (voir III.1. -). Les champs de valeurs caractéristiques sont issues de mesures réalisées sur la même turbine équipant les moteurs Renault de type K9K. Ces données sont utilisées pour toutes les simulations réalisées dans cette étude et présentées dans ce mémoire.

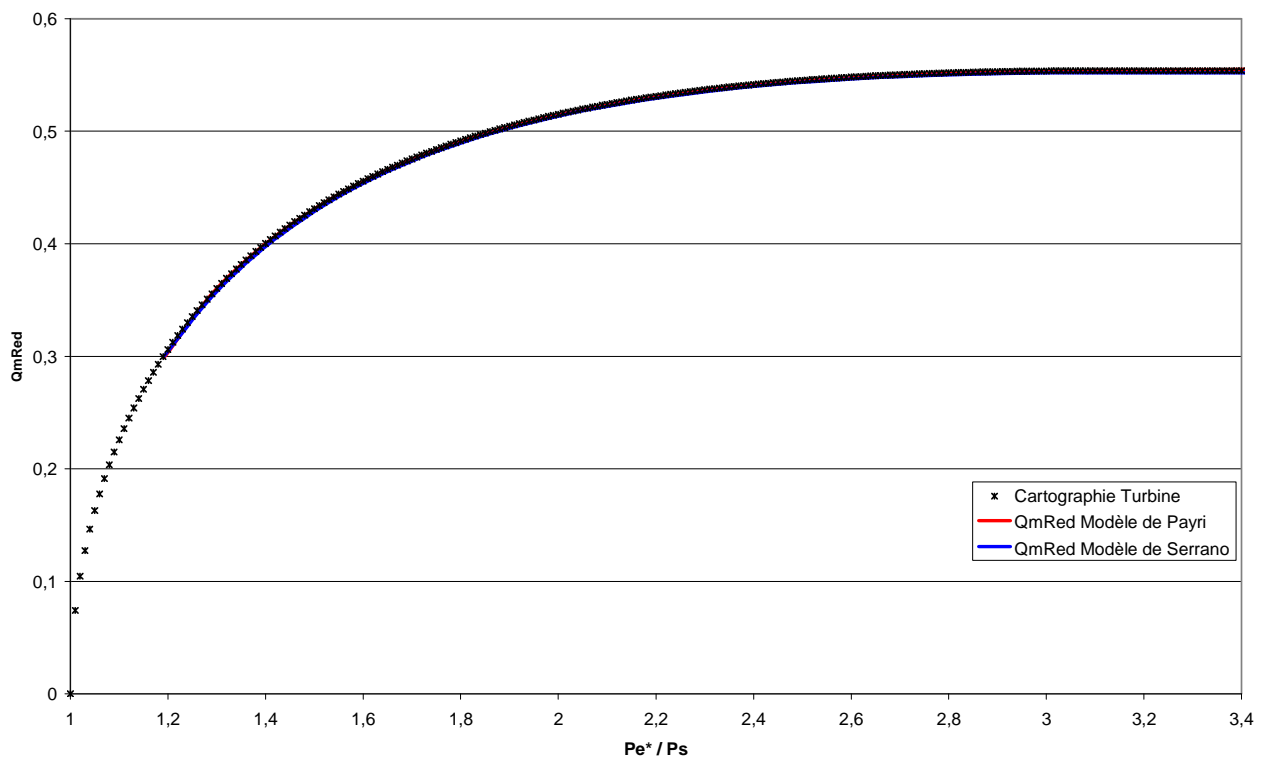


Figure II-11 : Champs des débits réduits calculés par les modèles de Payri *et al.* [101] et Serrano *et al.* [204] ; VGT=0%.

Les essais en régime stabilisé ont été effectués pour les deux positions extrêmes d'ouvertures de la géométrie variable, correspondant à 0% et 100% d'ouverture.

La Figure II-11 présente les résultats des calculs effectués en régime stabilisé pour les modèles de Payri *et al.* [101] et Serrano *et al.* [204] pour une cartographie identique issue de l'extrapolation des champs caractéristiques de la turbine ( $N_{Turb} = 120000 tr.min^{-1}$ ). Concernant le modèle de Payri *et al.* [101], la

méthode principale proposée par les auteurs consistant à calculer la valeur de la section efficace du stator à chaque pas de temps et à fixer l'aire de rotor (par plage de fonctionnement moteur) a été rejetée, au profit de la méthode impliquant le calcul des différentes sections du stator et du rotor pour chaque pas de temps d'itération. En effet, les moyens informatiques actuels permettent de se passer de ce genre de méthode d'allègement du temps de calcul. Par ailleurs, ce modèle, comme le modèle de Serrano *et al.* [204] fournit des résultats avec une excellente corrélation par rapport à la courbe de débit réduit de la turbine issue des données extrapolées.

Sur la Figure II-12, sont représentés les résultats des calculs du rendement Total-à-statique (T-s) de la turbine. Pour cette partie, les deux modèles utilisant une méthode identique, les résultats sont strictement similaires. En outre, nous pouvons remarquer l'ensemble de la plage de rendement de la turbine, la fidélité des calculs avec la cartographie de la turbine est excellente ; le léger décalage intervenant pour un taux de détente compris en 1,2 et 1,4 est dû au pas d'itération en pression.

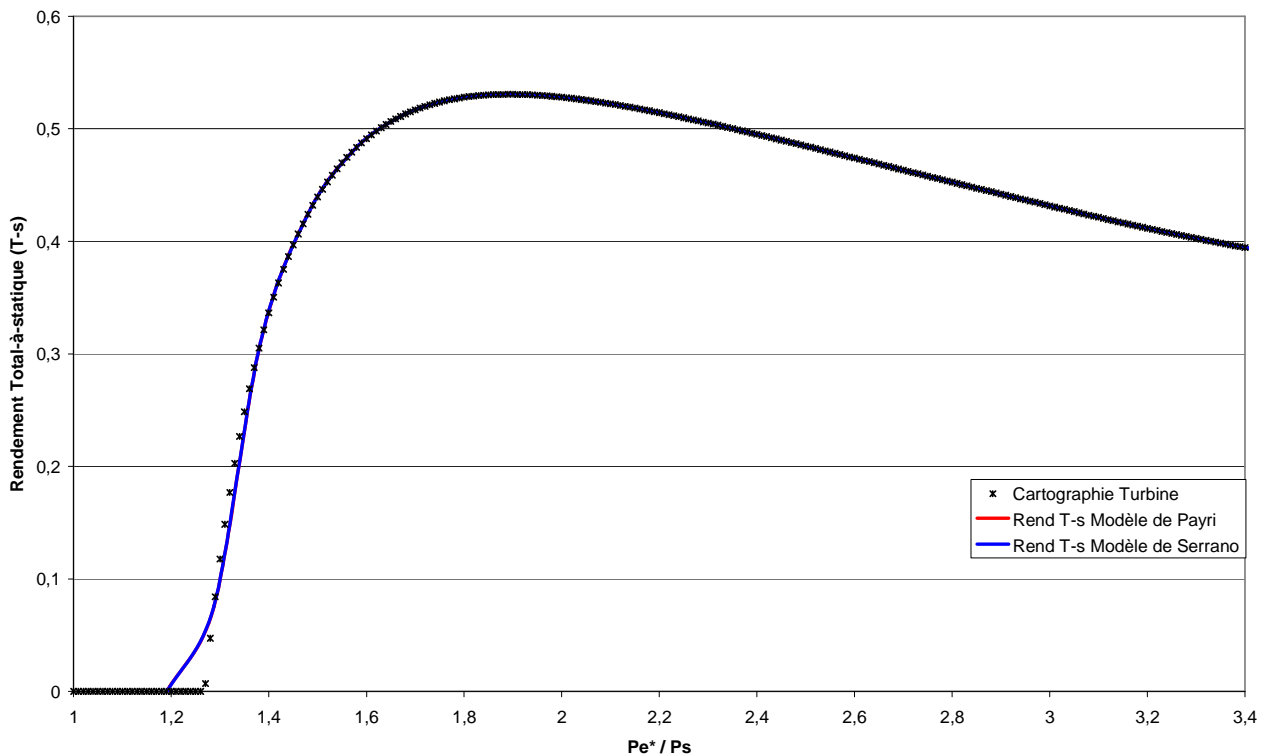


Figure II-12 : Champs des rendements T-s, entre les modèles de Payri *et al.*[101] et Serrano *et al.*[204] ; VGT=0%.

Pour les simulations effectuées avec une ouverture de la géométrie variable de 100%, la section des tubes d'admission et d'échappement a été augmentée car pour de forts taux de détente il pouvait se produire un blocage sonique au sein de ces éléments. Pour des raisons de simplification de l'écriture du système d'équations il a été décidé de conserver un écoulement subsonique dans les tubulures. Ainsi, les simulations réalisées en écoulement pulsé seront toutes effectuées avec une géométrie de turbine en position « fermée ». Pour les simulations de fonctionnement en régime permanent (Figure II-13 et Figure II-14) la concordance entre les résultats des simulations et la cartographie de la turbine est excellente.

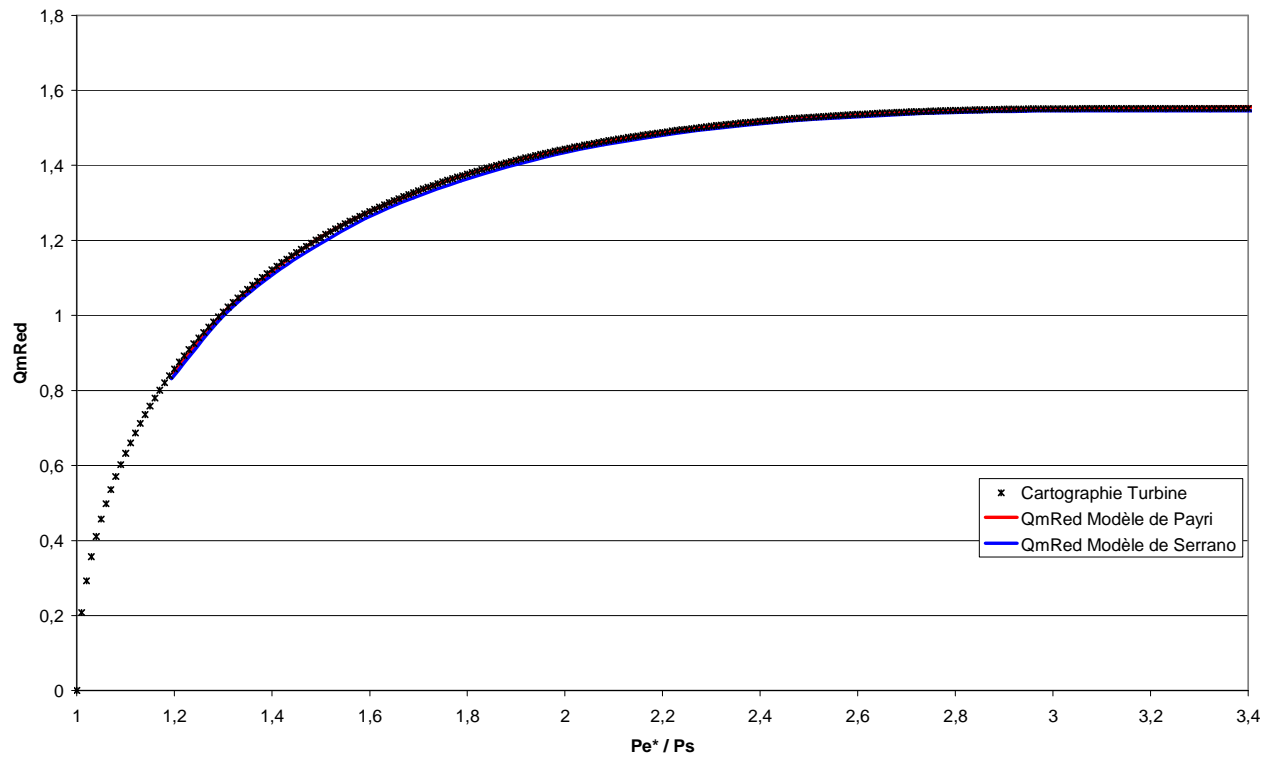


Figure II-13 : Champs des débits réduits, calculés par les modèles de Payri *et al.*[101] et Serrano *et al.*[204]; VGT=100%.

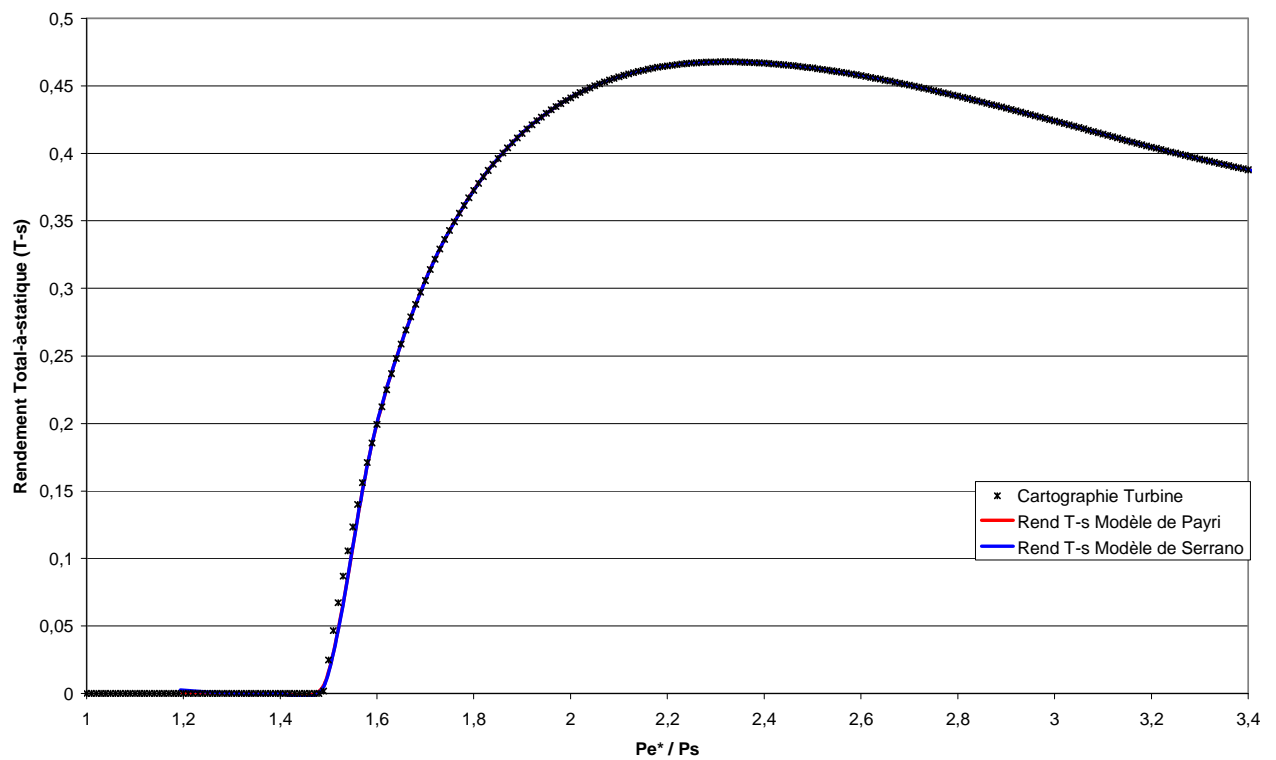


Figure II-14 : Champs des rendements T-s, entre les modèles de Payri *et al.*[101] et Serrano *et al.*[204] ; VGT=100%.



#### II.4.2. - Simulations en régime d'écoulement instationnaire :

Lors des simulations de fonctionnement de la turbine pour des conditions d'écoulement pulsé, plusieurs types d'excitation en pression ont pu être testés. Les ondes de type sinusoïdale permettent, par leur nature d'onde harmonique simple, de mettre en lumière les interactions entre les phénomènes de résonance acoustique et les effets de l'écoulement gazeux. Les ondes de type « cloche » permettent une correspondance et une appréciation plus correcte du comportement d'une turbine fixée à la tubulure d'échappement d'un moteur à combustion interne (monocylindre particulièrement).

##### II.4.2.1. - Simulation avec une excitation sinusoïdale :

Les simulations impliquant des excitations de pression de forme harmonique ont été les premières utilisées, pour des raisons de simplicité, à la fois de comparaison et de simulation, mais aussi pour leur propriété à mettre en lumière les phénomènes de résonance acoustique. Afin d'effectuer une gamme de simulation réaliste, il est nécessaire de définir une plage de fréquence de pulsation rationnelle. L'estimation de la fréquence de pulsation d'un moteur peut être rapidement déterminée à l'aide de la formule suivante :

$$f_{\text{Moteur}} = \frac{N_{\text{Moteur}}}{60} \cdot \frac{Nb\_Cylindres}{Nb\_Entrées\_Turbine} \cdot \frac{2}{Type\_Cycle\_Moteur} \quad (\text{II-97})$$

Le « type de cycle moteur » prend la valeur de 2 pour un moteur deux temps et 4 pour un moteur quatre temps.

#### Les Paramètres d'excitation :

Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	50 kPa
Température totale d'excitation :	293 K
Fréquence de pulsation :	20, 40, 60 et 80Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	120 000 tr.min <sup>-1</sup>

#### Les Paramètres géométriques :

Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	Admission et Echappement = 0,5 m

Tableau II-1 : Caractéristiques de configuration de la simulation.

La Figure II-15 illustre l'évolution du débit réduit admis par la turbine en fonction de la fréquence de pulsation ; quatre fréquences sont présentées ici, 80Hz (a), 60Hz (b), 40Hz (c) et 20Hz (d) correspondantes à des régimes de 2400, 1800, 1200 et 600tr.min<sup>-1</sup> pour un moteur 4 temps disposant de 4 cylindres avec un collecteur d'échappement de forme 4-en-1. Le choix de cette gamme de fréquence de pulsation moteur a été choisie car elle se situe dans une zone de travail très active (sauf pour le régime de 600tr.min<sup>-1</sup> qui est utilisé pour analyser le comportement de la turbine à une très faible fréquence), pour moteur automobile Diesel, fonctionnant lors de déplacements courants. Les valeurs des longueurs des tubes d'admission et d'échappement ont été choisies de manière à ne pas trop différer de celles utilisées sur le banc d'essais.

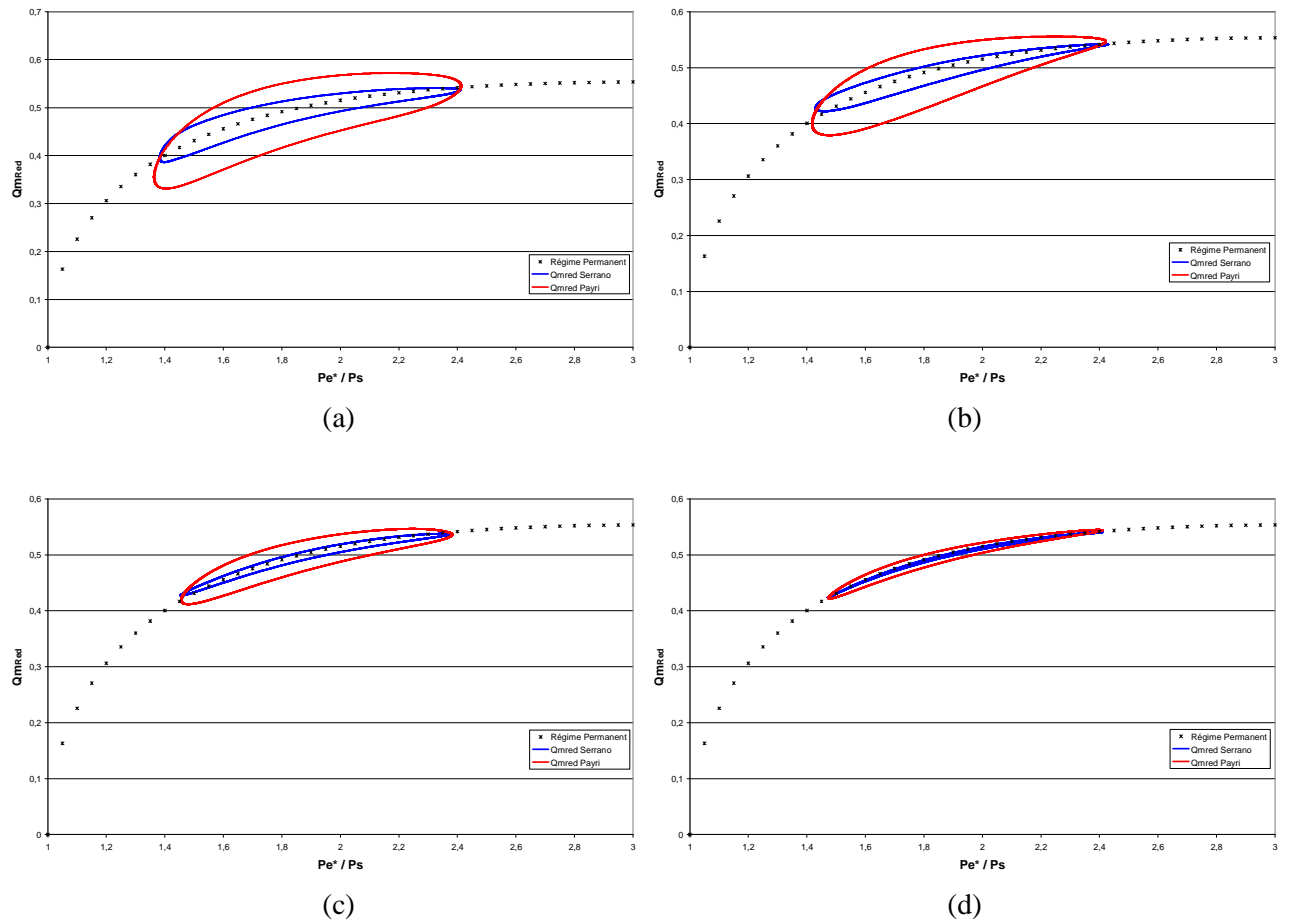


Figure II-15 : Evolution du débit réduit admis, en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80 (a), 60 (b), 40 (c) et 20Hz (d).

Il apparaît clairement que pour ce type d'onde, l'hystérésis augmente avec l'augmentation de la fréquence des pulsations. Le modèle de Serrano et *al.* [204] a clairement une sensibilité plus contenue que le modèle de Payri et *al.* [101]. Bien que leur architecture demeure identique, la construction mathématique des deux modèles diffère fortement. Ainsi, pour un taux de détente semblable, les couples des sections efficaces des deux modèles ne sont pas identiques. C'est cette différence de méthode qui caractérise cette différence de comportement. Les effets de volumes maximaux sont obtenus avec le modèle de Payri et *al.* [101] qui présente les plus grosses boucles d'hystérésis. En outre, les valeurs extrêmes du taux détente augmentent sensiblement avec l'augmentation de la fréquence des pulsations, cela peut provenir du phénomène de résonance acoustique. Ce qui conforte cette idée, est que la tendance est identique sur les deux modèles, et les tubes étant de longueur non négligeable, une augmentation des valeurs extrêmes de la pression totale d'entrée turbine est tout à fait possible. En ce sens, une étude a été entreprise, les résultats sont présentés dans la section II.4.2.2. -.

La Figure II-16 présente l'évolution du rendement total-à-statique de la turbine, en fonction du taux de détente. Afin de ne pas surcharger le document, seuls les résultats des deux fréquences les plus extrêmes ont été retenus. En effet, l'évolution du rendement instantané en fonction du taux de détente présente le même comportement d'un modèle à l'autre. Cet aspect apparaît à première vue comme logique car les deux modèles de turbine adoptent la même méthode de modélisation du rendement ; néanmoins étant donné la

différence importante des boucles d'hystérésis pour les valeurs de débit réduit, il aurait pu y avoir une tendance similaire sur les valeurs du rendement de la turbine. Il semblerait que la méthode présentée rende le paramètre « rendement » beaucoup moins sensible aux effets de volumes que ne l'est le paramètre « débit réduit ». Par ailleurs, les courbes de rendement de chaque modèle sont parfaitement concomitantes.

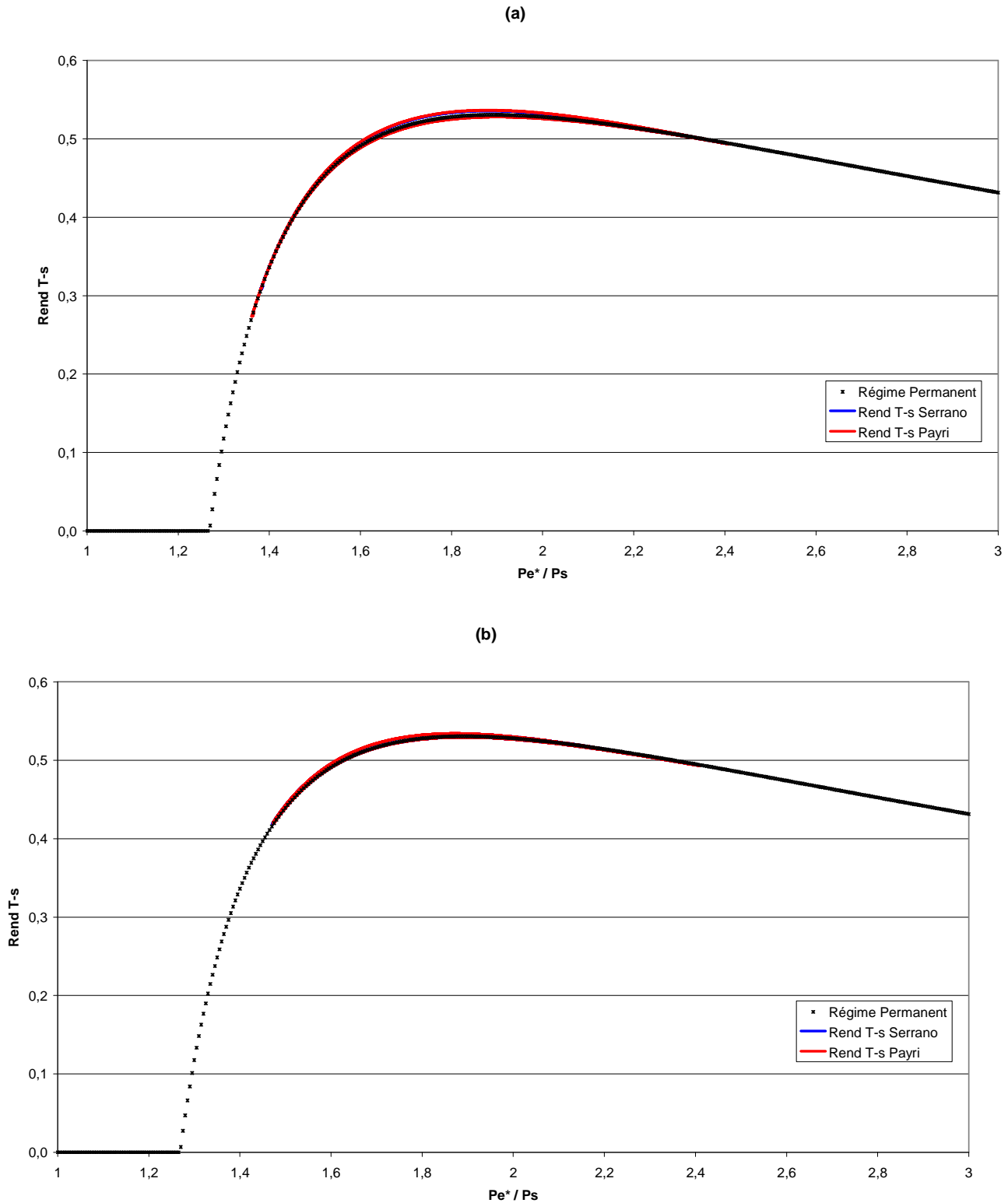


Figure II-16 : Evolution du Rendement T-s en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80Hz (a) et 20Hz (b).

Toujours sur les courbes de la Figure II-16, une hausse de l'amplitude des variations du taux détente allant de paire avec la fréquence est aisément remarquable. Ce comportement entraîne mécaniquement, une pondération par le bas du rendement moyen de la turbine ; mais, cette tendance dépend aussi fortement du positionnement du point moyen (ici  $P_{csg} = 200\text{kPa}$ ) et du régime de rotation du rotor de la turbine.

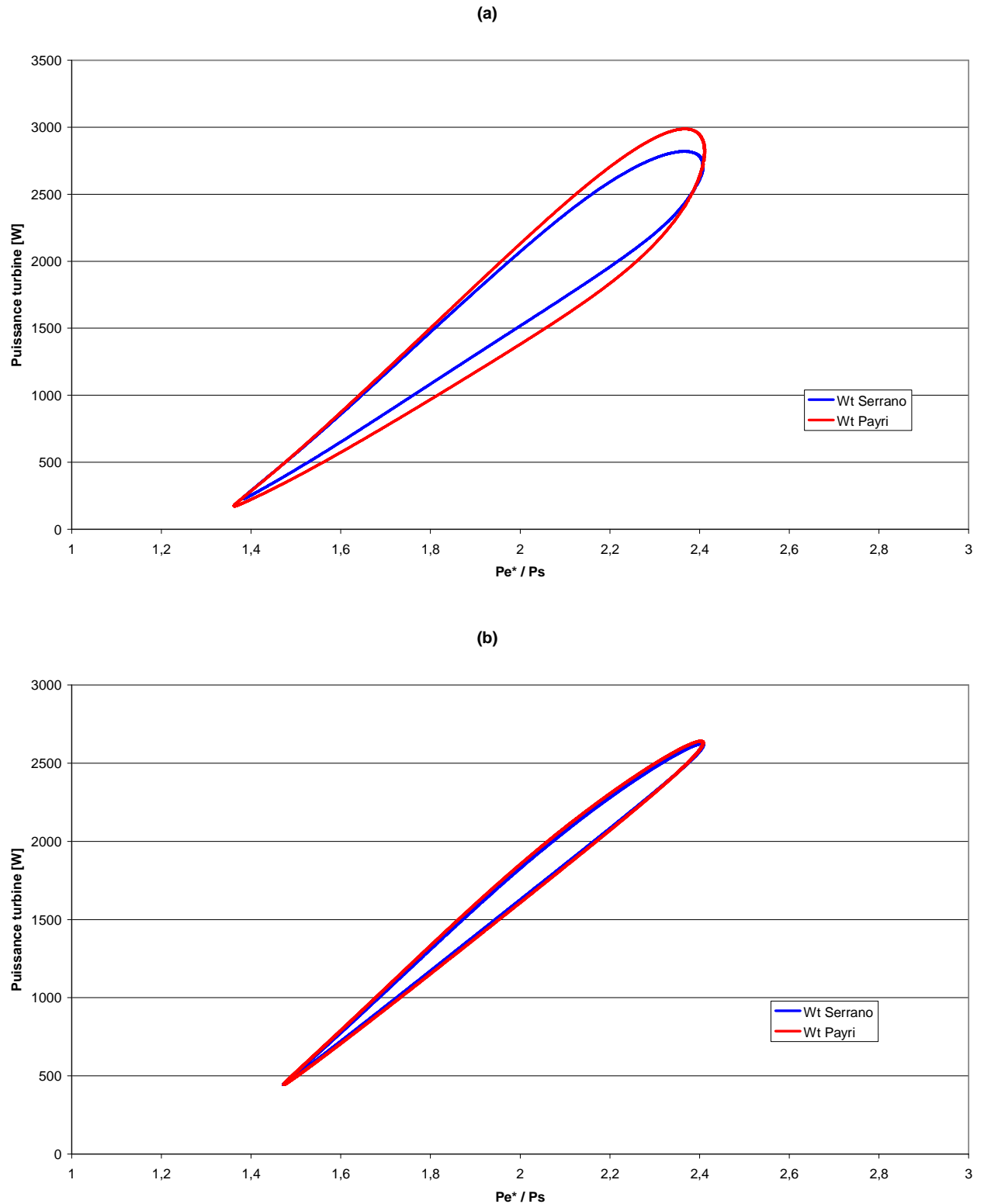


Figure II-17 : Evolution de puissance turbine en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80Hz (a) et 20Hz (b).

L'évolution de la puissance instantanée de la turbine en fonction du taux de détente, Figure II-17, montre que pour de faibles fréquences de pulsation les prédictions des deux modèles sont sensiblement identiques. Au contraire, lorsque la fréquence des impulsions de pression augmente, les boucles d'hystérésis deviennent plus importantes sous l'effet de l'augmentation de la magnitude des variations de masse à l'intérieur du volume de la turbine. Pour ce paramètre, comme pour l'évolution du débit réduit, la boucle d'hystérésis la plus importante est celle obtenue avec le modèle de Payri et *al.*[101]. Ce résultat est cohérent puisque la puissance fournie par la turbine est dépendante de la masse d'air la traversant. Néanmoins, les valeurs de la puissance développée par la turbine pour le taux de détente maximal, montrent que les valeurs de débit réduit et de rendement sont très proches. De fait, les deux valeurs extrêmes de puissance de la turbine devraient être très proches ; mais ce n'est pas le cas, cela signifie que les valeurs des pressions à l'admission varient fortement avec l'augmentation de la fréquence.

Comme il a été montré dans cette section, les caractéristiques d'écoulement au sein de la turbine fonctionnant en régime pulsé sont dépendantes du modèle de turbine (architecture, hypothèses physiques et mathématiques, ...) mais aussi de l'interaction entre le modèle de turbine et le modèle des tubes d'admission et d'échappement. Afin de mettre en évidence l'influence de chaque élément sur les résultats des simulations des performances de la turbine, une étude des phénomènes de résonance a été entreprise.

#### II.4.2.2. - Etude du phénomène de résonance acoustique :

Pour cette étude, comme présenté dans le Tableau II-2, l'excitation sinusoïdale est conservée et une plus large gamme de fréquence de pulsation est balayée. L'étude va donc porter en grande partie sur l'étude de l'amplitude des variations de pression dans le tube amont notamment. Trois configurations d'essais ont été testées afin de mettre en lumière l'influence de chaque paramètre.

##### Les Paramètres d'excitation :

Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	50 kPa
Température totale d'excitation :	293 K
Fréquence de pulsation :	10 à 200Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	120 000 tr.min <sup>-1</sup>

##### Les Paramètres géométriques :

Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	Cas n°1 : Admission et Echappement = 0,5m
	Cas n°2 : Admission = 0,5m, Echappement = 0,0m
	Cas n°3 : Admission = 0,1m, Echappement = 0,0m

Tableau II-2 : Caractéristiques de configuration des simulations.

Une méthode intermédiaire, autre que par élimination et balayage fréquentiel, est possible pour les cas où le modèle d'écoulement n'a pas de « sens préférentiel » d'écoulement et ne possède pas de singularité à l'intérieur de celui-ci. Cette méthode consiste à mettre en pression l'ensemble à caractériser (turbine + tubes), ensuite on laisse l'ensemble se détendre jusqu'à la pression ambiante de l'atmosphère. L'analyse, des signaux de pression d'échappement à l'aide d'une FFT permet de fournir les informations quant aux modes propres de résonance du système. Mais cette méthode n'est pas applicable ici car l'ensemble n'est pas homogène et les conditions de détente varient continuellement avec les liaisons aux cartographies de la turbine. De plus, avec cette configuration, le stator fonctionnerait en régime de refoulement ce qui n'est pas naturel et emmènerai à devoir caractériser l'écoulement dans la turbine en état de refoulement (ce régime de fonctionnement est très compliqué à caractériser et quasi-inutile au demeurant).

Ainsi, pour caractériser les modes de résonance du système à travers l'analyse de l'amplitude des variations de pression dans le tube d'admission de la turbine, une méthode d'analyse par comparaison a été choisie.

Le premier essai est réalisé en suivant la configuration du cas test n°1 présenté dans le Tableau II-2. L'illustration en Figure II-18 présente l'évolution de l'amplitude (adimensionnée) des variations de pression dans le tube d'admission à la turbine. Pour plus de visibilité, les valeurs ont été adimensionnées par rapport aux variations d'excitation. Tout d'abord, nous pouvons voir que la tendance des deux modèles est très similaire. Le modèle de Serrano *et al.* [204] a un coefficient d'amplitude de variation de pression et une fréquence de résonance (2,59 et 136Hz respectivement) légèrement plus important que les valeurs obtenues avec le modèle de Payri *et al.* [101] (2,55 et 133Hz).

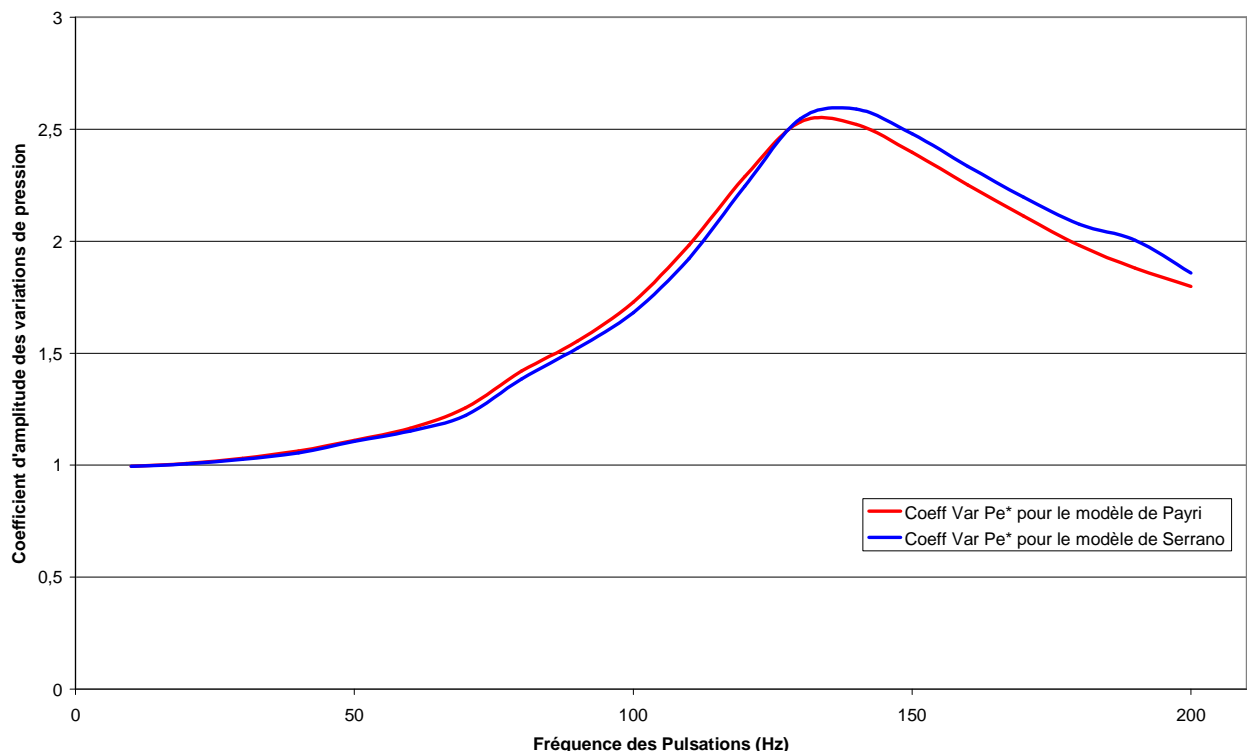


Figure II-18 : Evolution du coefficient des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°1.

Le premier objectif est de savoir à quoi correspondent, en termes de similitude acoustique, les modèles de turbines testés. Il est possible de distinguer deux modes de calcul de la fréquence de résonance l'une correspondant aux modes de fréquences propres liés à un cylindre rigide ouvert aux deux extrémités, qui est appelé cylindre « ouvert » ; tandis que pour un cylindre rigide, ouvert à une seule extrémité et ayant une surface rigide à l'autre extrémité est désigné sous le nom de cylindre « fermé ». Ainsi, l'expression permettant la définition de l'ensemble des fréquences propres d'un tube ouvert s'écrit telle que :

$$f_i = \frac{i \cdot a}{2 \cdot L} \quad \forall i \in \mathbf{N}_1 \quad (\text{II-98})$$

Avec  $i$  un nombre entier non-nul, correspondant à l'ordre du mode de résonance.  $L$  est la longueur du tube et  $a$  est la vitesse du son dans le fluide considéré.

De même pour un tube fermé à une seule extrémité, l'expression s'écrit :

$$f_i = \frac{(1 + 2i) \cdot a}{4 \cdot L} \quad \forall i \in \mathbf{N}_0 \quad (\text{II-99})$$

Avec  $i$  étant un nombre entier naturel. Ce qui implique que les modes de résonance d'un tube fermé soient uniquement des harmoniques impairs.

	$f_1$	$f_2$	$f_3$
<b>Tube Ouvert (L = 0,5m)</b>	343,11 Hz	686,23 Hz	1029,34 Hz
<b>Tube Fermé (L = 0,5m)</b>	171,56 Hz	514,67 Hz	857,79 Hz
<b>Tube Ouvert (L = 1m)</b>	171,56 Hz	343,11 Hz	514,67 Hz
<b>Tube Fermé (L = 1m)</b>	85,78 Hz	257,34 Hz	428,89 Hz

Tableau II-3 : Résultats du calcul des trois premiers modes de résonance pour chaque configuration.

Dans le Tableau II-3 sont présentés les résultats du calcul des différents modes de résonance acoustique pour chaque type de configuration des tubes. Les tests ont été effectués sur les deux types de morphologie des tubes (ouvert et fermé), avec deux longueurs distinctes (0,5m et 1m) l'une correspondant à la longueur d'un seul tube (de ceux joints à la turbine, voir Tableau II-2) et l'autre à la somme des longueurs de chaque tube. Comme surligné en vert, nous pouvons remarquer que deux situations sont possibles. Bien que les fréquences de résonance des deux modèles ne correspondent pas exactement aux deux cas testés, elles n'en restent pas moins proche et donc potentiellement probable. En effet, la présence des restrictions liées au stator et au rotor, et celle du volume intermédiaire augmentant de manière non négligeable l'impédance acoustique de l'ensemble, ne permettent pas de déduire directement, du moins à partir de cas simples, la fréquence propre du système.

Maintenant, il convient en premier lieu de savoir si les conditions d'écoulement du tube d'échappement de la turbine ont une incidence sur le comportement du tube d'admission de la turbine. Pour cela, une série de simulations est effectuée selon les caractéristiques liées au cas n°2 (voir Tableau II-2) ; les résultats sur les variations de pression dans le tube d'admission sont présentés sur la Figure II-19.

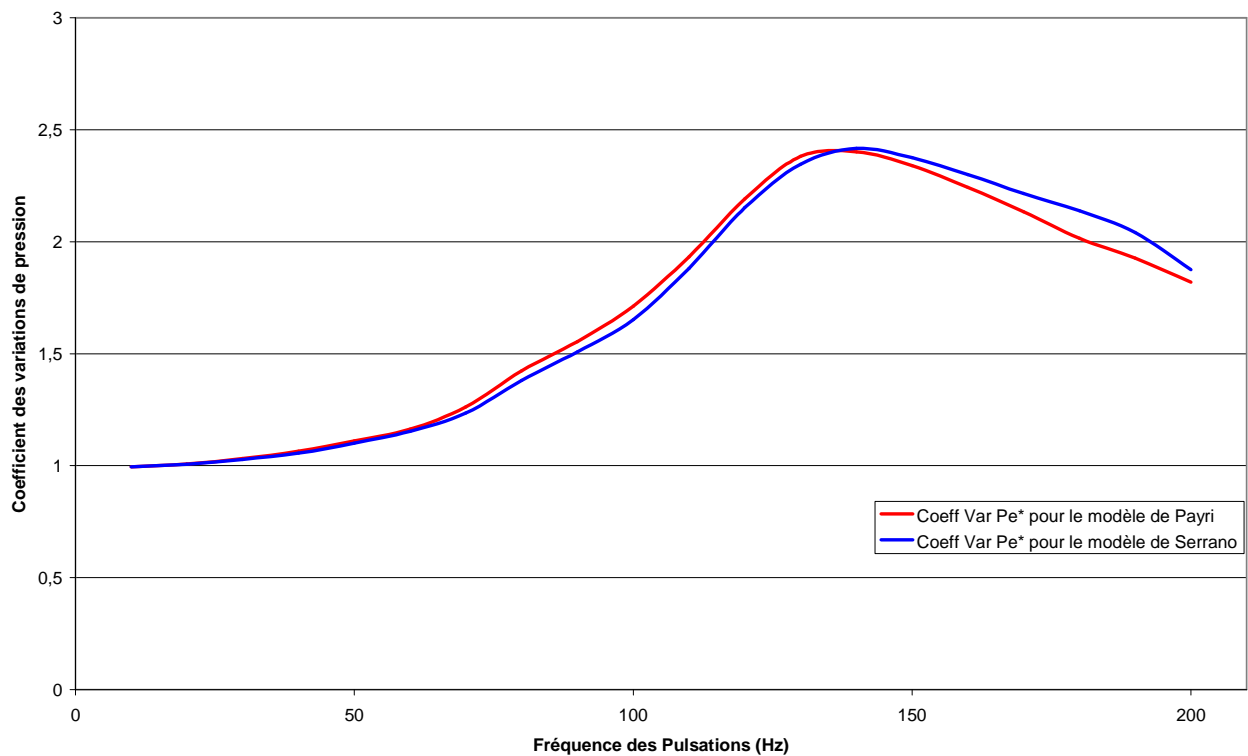


Figure II-19 : Evolution du coefficient des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°2.

Comme nous pouvons le voir en Figure II-19, les résultats sont très proches, du point de vue fréquentiel, par rapport à ceux initialement présentés sur la Figure II-18. Pour cette configuration, la fréquence pour laquelle les variations de pression sont maximales avec le modèle de Serrano *et al.* [204] est de 141 Hz (soit +3,7% par rapport au cas n°1), tandis qu'elle est de 136 Hz avec le modèle de Payri *et al.* [101] (soit +2,3% par rapport au cas n°1). D'autre part, l'amplitude maximale des variations de pression baisse légèrement par rapport aux résultats issus du cas test n°1. En effet, la suppression du tube d'échappement de la turbine induit une réduction substantielle des pertes de charges issues de ce dernier. De fait, la pression moyenne dans le tube d'admission de la turbine (mais aussi dans le volume intermédiaire) baisse sensiblement, réduisant de manière relative le niveau d'énergie présent dans le tube. Ainsi, lors de l'apparition du phénomène de résonance, les niveaux d'énergie mis en jeu d'un cas à l'autre ne sont pas identiques, dès lors une légère différence est créée sur les valeurs du coefficient des variations de pression.

Globalement, la suppression du tube d'échappement de la turbine ne change pas de manière significative les caractéristiques acoustiques du système modélisé. Sur les 2 cas admissibles, présentés dans le Tableau II-3, la division par deux de la longueur totale des éléments unidimensionnels dû à la suppression du tube d'échappement aurait dû conduire, pour le cas où le modèle était assimilable à un « tube ouvert », à une augmentation de la fréquence propre du système ( $f_1=343,11\text{Hz}$ ). En conséquence, par élimination la dernière solution impliquant l'analogie acoustique à un « tube fermé » est la seule envisageable. La turbine se présente comme un élément qui « isole », du point de vue acoustique, le tube amont de l'influence du tube aval. Ainsi, il est inutile de regarder l'ensemble tube amont + tube aval.



Afin de valider cette hypothèse, il est nécessaire d'utiliser une dernière configuration d'essai. Ainsi, la dernière configuration, le cas d'essai n°3, se traduit par une réduction significative de la longueur du tube d'admission à la turbine. Par ailleurs, la création d'une courbe extrapolée à partir des résultats précédents (valeurs moyennes aux deux modèles) et des valeurs théoriques permettra de juger la fiabilité de l'hypothèse.

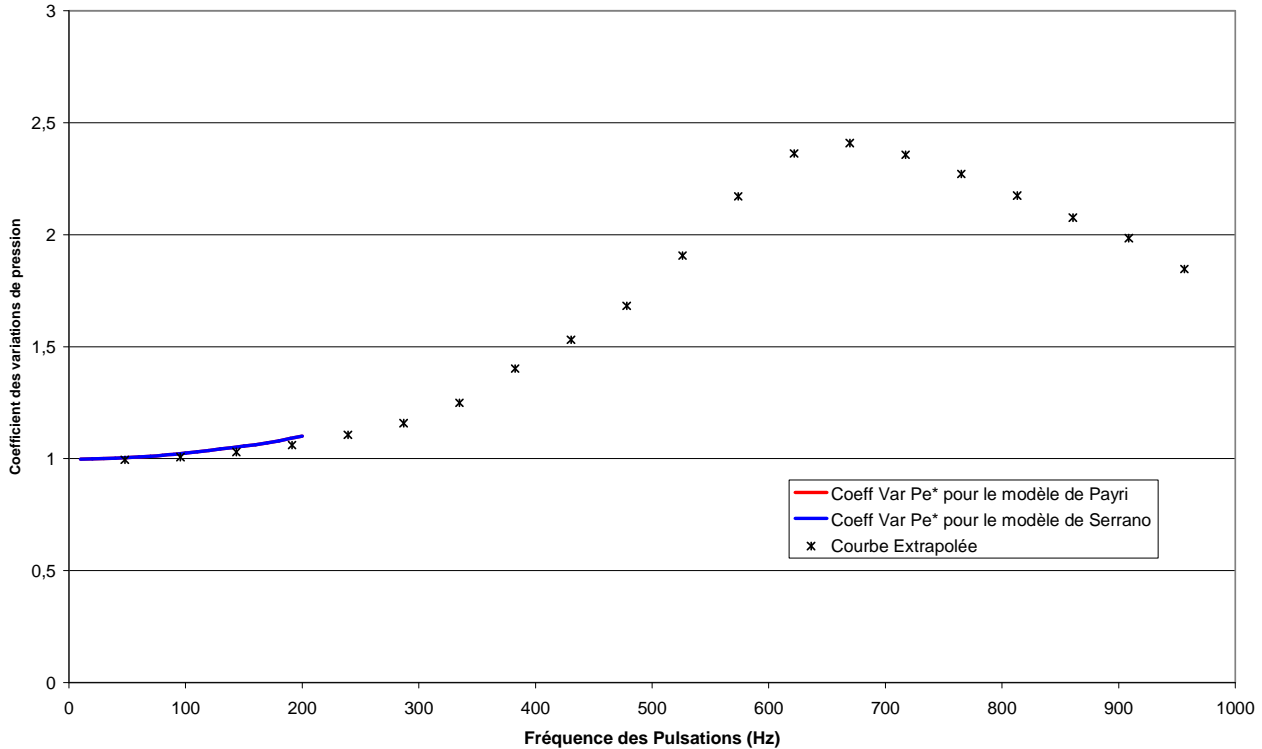


Figure II-20 : Evolution de l'amplitude des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°3.

Les résultats présentés sur la Figure II-20, portant sur l'évolution de l'amplitude des variations de pression, caractérisent une évolution significative de la fréquence propre du système. L'excellente correspondance des courbes de valeurs caractérisant chaque modèle est à noter, les deux courbes étant parfaitement superposées. Par ailleurs, le calcul théorique du premier mode de résonance d'un tube fermé, à une seule extrémité ouverte, conduit au résultat de 763,63Hz. La valeur maximale de 1,1 atteinte à 200Hz correspond, en amplitude, aux valeurs obtenues à environ 50Hz avec les deux configurations précédentes. La valeur de résonance du système dans la configuration n°3 (non illustrée), a une fréquence de résonance s'établissant à 660Hz environ. Ainsi, pour le cas test n°2 et le cas test n°3 la différence entre la fréquence propre théorique (1<sup>er</sup> mode) du système et la fréquence propre effective (moyenne) présente un écart de -17,5% et -13,6% respectivement. Cette différence correspond aux effets de bord qui ne sont pas négligeables lorsque le tube n'a pas une longueur nettement supérieure à la valeur du diamètre (le caractère 1D n'est pas aussi important) [301]. Ce qui conduit à dire que le modèle, fortement lié au comportement du tube d'admission, a un comportement acoustique tendant à être similaire à un « tube fermé » ; aux vues des différents résultats, il s'agit plutôt d'une similitude acoustique que l'on qualifiera à présent, analogue à *un tube partiellement fermé* :

- L'extrémité où est connectée la turbine se comporte comme une extrémité fermée du point de vue acoustique.
- L'extrémité n'est pas réellement fermée car le fluide peu sortir du tube à travers la turbine.

#### II.4.2.3. - *Simulation avec une excitation non-sinusoidale :*

Pour les applications aux moteurs à combustion interne, les impulsions de pression à l'échappement ne peuvent pas être, sauf cas exceptionnels, assimilable à une excitation de type sinusoïdale. En ce sens, l'excitation « en cloche » est plus appropriée pour estimer les performances de la turbine en s'approchant du cas de fonctionnement réel. Plusieurs études ont été entreprises afin de comparer les résultats des différentes configurations de simulations. Il existe, potentiellement, une infinité de résultats selon le choix des paramètres d'excitation, et les configurations de la turbine. La configuration choisie est présentée dans le Tableau II-4, elle reprend l'une des configurations d'essais sur banc les plus critiques.

<b><u>Les Paramètres d'excitation :</u></b>	
Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	125 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	35 kPa
Température totale d'excitation :	330 K
Fréquence de pulsation :	33,55Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	85 000 tr.min <sup>-1</sup>
<b><u>Les Paramètres géométriques :</u></b>	
Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	Admission et Echappement = 0,5 m

Tableau II-4 : Caractéristiques de configuration de la simulation.

La Figure II-21 représente l'évolution de la pression statique à l'admission et de la pression statique à l'échappement, pour chaque modèle. L'évolution de la pression d'admission à la turbine est très semblable d'un modèle à l'autre. En effet, du point de vue temporel par exemple, les crêtes et les creux sont parfaitement synchronisés. Du point de vue des valeurs absolues de pression, les valeurs maximales et minimales sont sensiblement identiques, qu'elles soient obtenues avec le modèle de Serrano *et al.* [204] ou qu'elles soient obtenues avec Payri *et al.* [101]. Ces résultats trahissent les forts liens de parenté entre ces deux modèles, notamment pour une VGT en position fermée et une sollicitation assez contenue (par rapport au cas du moteur K9K fonctionnant à pleine charge).

Concernant la pression à la sortie de la turbine, il est généralement très difficile d'obtenir une prédiction très fidèle de ce paramètre. Se concentrant sur la comparaison entre les deux modèles, les performances de calcul de ce paramètre sont quasiment identiques.

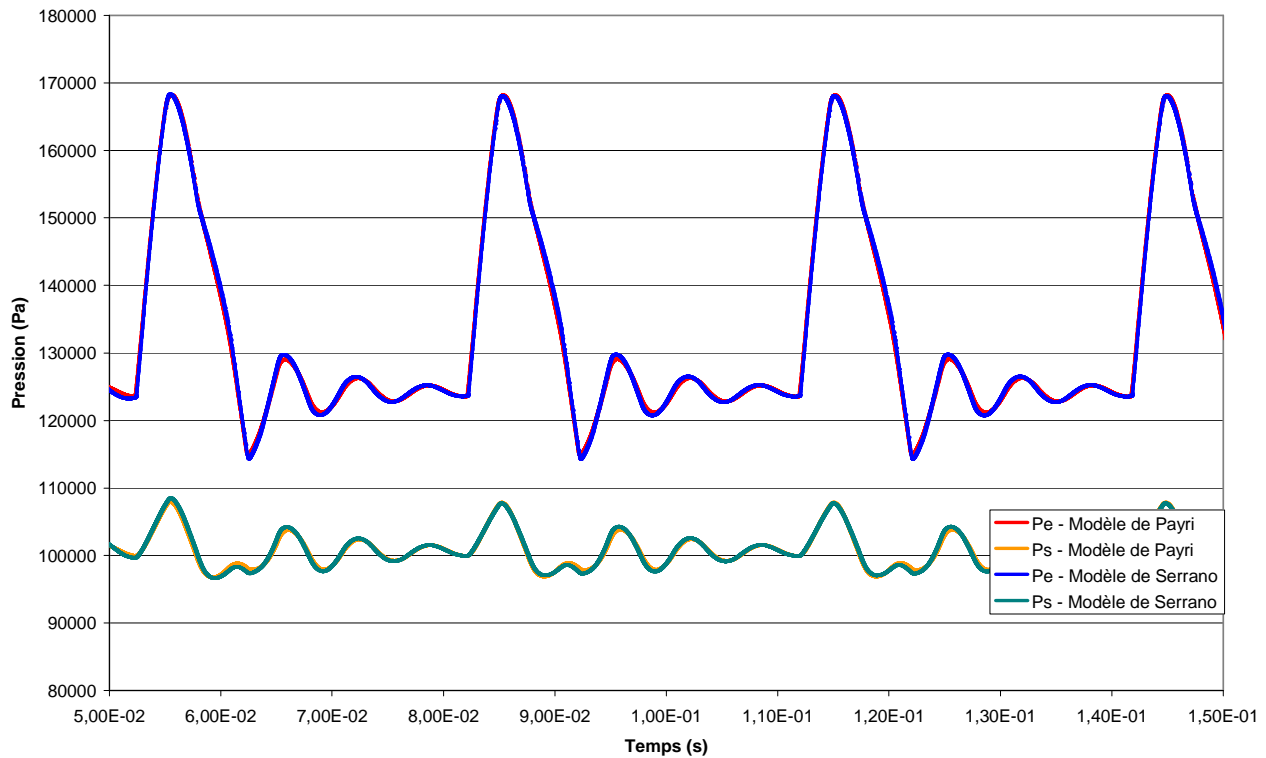


Figure II-21 : Evolution de la pression statique d'admission et de la pression statique d'échappement, pour chaque modèle bibliographique.

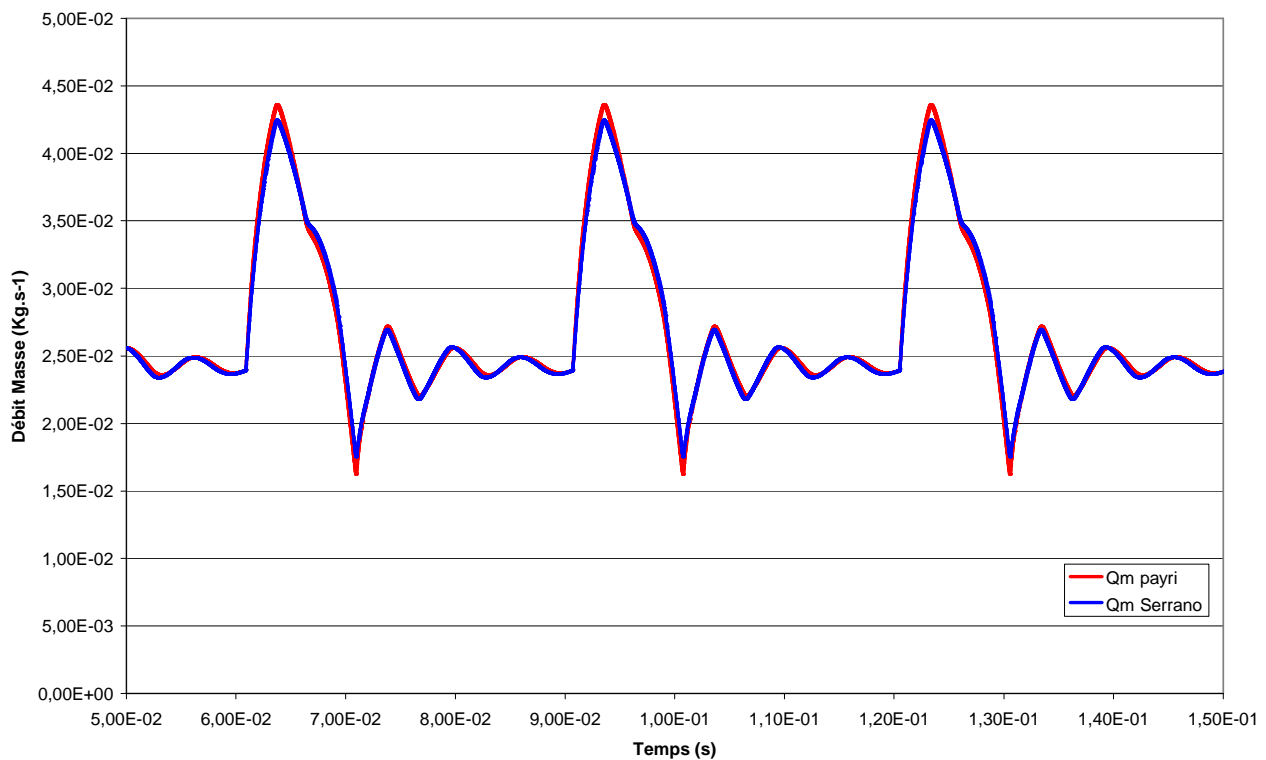


Figure II-22 : Evolution du débit masse admis par la turbine, pour chaque modèle de simulation.

Les résultats présentés sur la Figure II-22 illustrent l'évolution du débit masse admis par la turbine. Sur la partie correspondant à l'impulsion de pression, la valeur maximale du débit masse est obtenue avec le modèle de Payri *et al.* [101] alors que l'évolution du taux de détente est tout à fait comparable pour chacun des modèles. Cette divergence provient du calcul des sections efficaces de passage relatives au stator et au rotor de la turbine. Le modèle de Payri *et al.* [101] suppose une stricte équi-répartition du taux de détente entre le stator et le rotor, de plus les transformations sont purement isentropiques. Cela, alors que le modèle de Serrano *et al.* [204] propose une description bien plus complexe de l'écoulement traversant la turbine avec la prise en compte du caractère polytropique de l'écoulement, du caractère dynamique du degré de réaction et la prise en considération du rendement de la turbine dans les calculs des conditions d'écoulement du volume intermédiaire. Ces différences entre ces deux modèles impliquent des différences notables sur les valeurs des sections efficaces de passage du fluide. Ainsi, la prise en compte d'un plus grand nombre de paramètres caractérisant la dynamique de l'écoulement est traduite par les différences de comportement entre chacun des modèles. L'illustration la plus flagrante se retrouve sur la partie relative à l'onde principale du débit masse. Sur la phase ascendante correspondant à une augmentation de la pression à l'admission de la turbine, les deux modèles suivent une tendance similaire jusqu'à leurs valeurs maximales respectives. Mais, sur la partie descendante de l'onde correspondant à une chute de pression à l'entrée de la turbine, la différence est un peu plus marquée, les deux courbes semblent dans un premier temps emprunter la même tendance mais arrivée à un certain seuil les valeurs du débit masse issues du modèles de Serrano *et al.* [204] se détachent de la tendance proposée par le modèle de Payri *et al.* [101].

Par ailleurs, sur la partie résiduelle de l'onde, les deux modèles prédisent sensiblement les mêmes valeurs de débit masse bien que les valeurs extrêmes les plus fortes soient obtenues avec le modèle de Payri *et al.* [101]. Un petit déphasage temporel entre les résultats issus des deux modèles apparaît, notamment sur les phases impliquant une réduction du débit masse.

La Figure II-23 représentant l'évolution du débit réduit en fonction du taux de détente retranscrit l'essentiel des différences observées sur la Figure II-22. Comme sur les tracés précédents, le modèle de Payri *et al.* [101] génère une boucle d'hystérésis plus importante que le modèle de Serrano *et al.* [204]. Cela traduit le fait que le modèle proposé par Payri *et al.* [101] est bien plus sensible aux variations de pression générant, de facto, un phénomène de vidange-remplissage plus important dans le volume intermédiaire. Ce tracé montre très bien que l'ensemble des deux modèles possède sensiblement la même gamme de variation du taux de détente et des valeurs extrêmes de taux de détente très proches, mais que néanmoins le processus de transformation (l'évolution de l'écoulement) est assez différent. Cet écart est essentiellement produit sur la partie correspondant à l'impulsion de pression principale (excitation). En outre, nous pouvons voir que la courbe caractéristique représentant le débit réduit de la turbine en écoulement stationnaire est entièrement inscrite dans la boucle d'hystérésis de chaque modèle. Cette tendance se retrouve aussi dans beaucoup de résultats issus de la littérature comme pour le modèle de Costall *et al.* [100, 222, 223] pour citer l'exemple le plus récent.

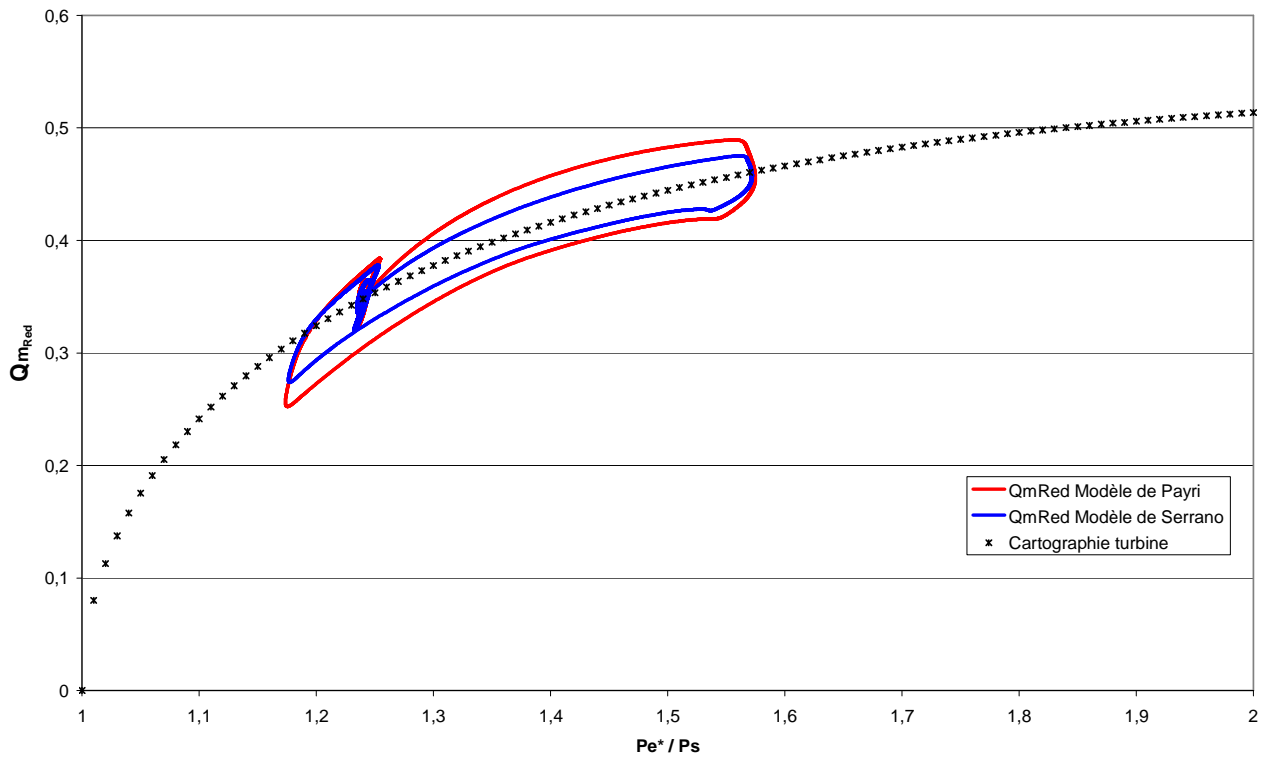


Figure II-23 : Evolution du débit réduit instantané en fonction du taux de détente, pour chaque modèle, et comparées au champ caractéristique de la turbine.

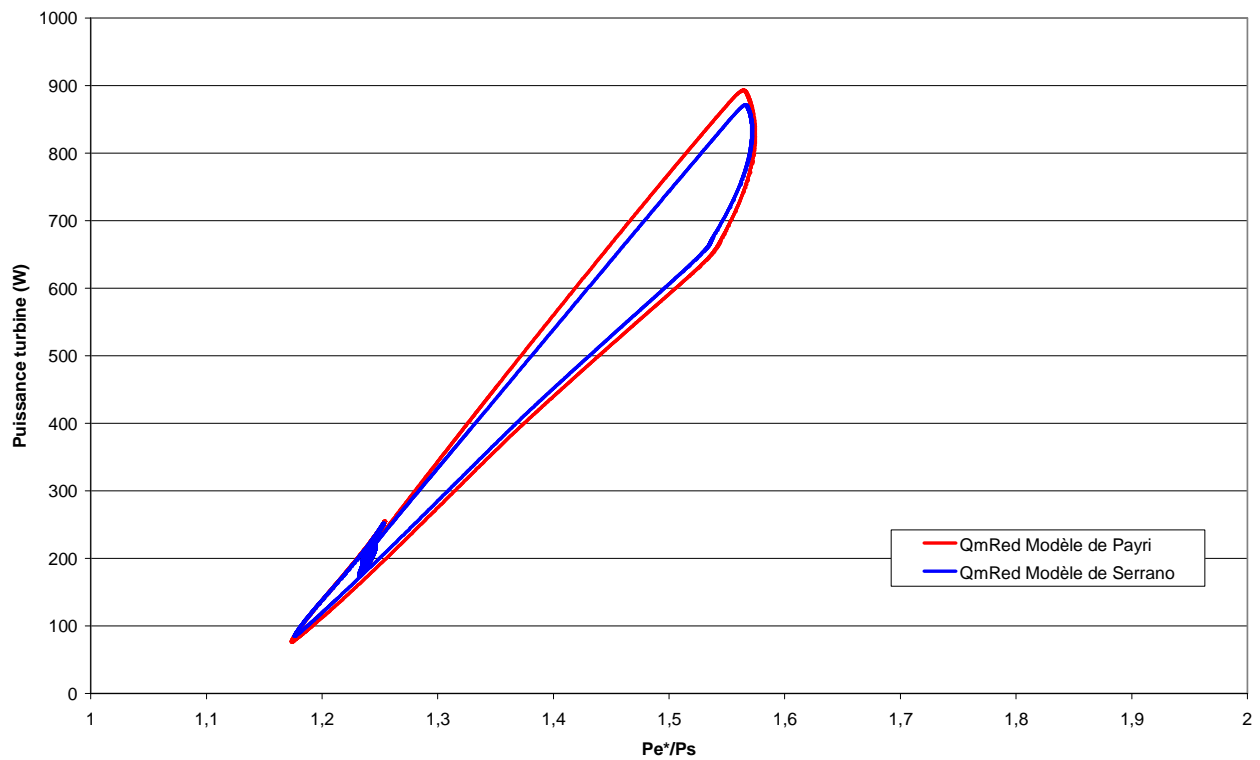


Figure II-24 : Evolution de la puissance instantanée de la turbine, en fonction du taux de détente et pour chaque modèle.

La Figure II-24 représente l'évolution de la puissance instantanée produite par la turbine, en fonction du taux de détente de cette dernière. Cette valeur est calculée à partir du débit entrant dans la turbine et du gradient des températures totales d'admission et d'échappement. Il a été choisi de ne pas représenter l'évolution des valeurs instantanées du rendement total-à-statique de chaque modèle, car les valeurs et les évolutions de celles-ci sont semblables les unes aux autres (pour un taux de détente donné). Ainsi calculées, les différences entre les valeurs de la puissance instantanée produite par la turbine sont liées aux différences entre les valeurs de débit masse de chaque modèle. De fait, les résultats suivent la même tendance que celle décrite pour le débit réduit traversant la turbine.

	$\overline{P_e^* / P_s}$	$\overline{Qm}_{Red}$	$\overline{\eta_{T-s}}$	$\overline{\dot{W}}_{Turb}$
Modèle de Payri <i>et al.</i> [101]	1,308	0,371	0,450	328,5
Modèle de Serrano <i>et al.</i> [204]	1,308	0,370	0,450	327,3
Valeurs Cartographie	1,308 <sup>(1)</sup>	0,381	0,481	324,3 <sup>(2)</sup>

Tableau II-5 : Comparaison entre les valeurs moyennes issues des modèles et les valeurs calculées en régime permanent.

Le Tableau II-5 présente les valeurs moyennes temporelles des paramètres caractéristiques de la turbine. En outre, les valeurs correspondantes issues de la cartographie de la turbine, pour un taux de détente équivalent<sup>(1)</sup>, ont été renseignées ; la puissance moyenne pour cet attribut est calculée de manière théorique<sup>(2)</sup> à partir de l'expression mathématique (II-11). Ce tableau permet d'évaluer rapidement les performances moyennes obtenues en régime d'écoulement pulsé par rapport aux performances réalisées en régime d'écoulement permanent pour un taux de détente équivalent. Le premier constat est que les valeurs moyennes de débit réduit et de rendement total-à-statique sont clairement inférieures à leur équivalent en régime d'écoulement stationnaire. Mais, la puissance moyenne produite par la turbine est sensiblement supérieure à son équivalent théorique. Pour comprendre ce phénomène, il faut regarder ce qu'il se produit durant un cycle de pulsation sur les champs des valeurs caractéristiques de la turbine. Tout d'abord, la signification des valeurs de débit et de rendement inférieures au cas stationnaires sont dues aux effets de volumes se traduisant par la boucle d'hystérésis. Cette analyse est vérifiable visuellement par l'observation de la Figure II-21 et de la Figure II-22. Concernant la Figure II-21 tout d'abord, l'analyse de la synchronisation des crêtes et des creux permet de vérifier que le taux de détente de la turbine est fortement assimilable à une valeur constante en dehors de l'onde d'impulsion de pression correspondant au tiers de la période. Sachant cela, nous pouvons voir sur la Figure II-22 que durant cette même phase (correspondante au deux tiers de la période totale entre chaque impulsion de pression) le débit a un comportement nettement oscillatoire qui le place en désaccord avec l'hypothèse quasi-stationnaire. Cette analyse démontre simplement que la turbine modélisée n'est pas assimilable à un élément ayant un comportement quasi-statique. Cette caractéristique, pour le point de fonctionnement choisi, se traduit par une réduction du débit réduit et du rendement de la turbine par rapport au cas stationnaire.

Les résultats des simulations présentent ce phénomène, pour le point de fonctionnement choisi, comme un paramètre pénalisant par rapport à un écoulement stationnaire. Il faut noter par ailleurs que la situation du point moyen de fonctionnement, ainsi que les conditions de fonctionnement de la turbine, ont une grande importance sur les résultats et leurs tendances. Ces paramètres n'ayant pas d'évolution linéaire, le poids de l'influence des conditions de fonctionnement de la turbine s'en trouve augmenté. Concernant l'estimation sensiblement supérieure des puissances moyennes par rapport à la puissance équivalente obtenue à un taux de détente identique en régime stationnaire, la différence positive s'explique par le comportement instationnaire (effets de volume) de la turbine ; cette situation peut être amplifiée ou compensée selon les conditions d'écoulement et de fonctionnement de la turbine. Lorsqu'une impulsion de pression intervient, le débit d'air augmente brusquement et atteint des valeurs supérieures à leur équivalent stationnaire ; le rendement suit la même tendance mais dans une moindre mesure. En revanche, lors de la chute de pression à l'admission, le débit d'air prend cette fois des valeurs inférieures à leur équivalent issue de la cartographie de la turbine ; le rendement suit aussi cette tendance. Malgré les valeurs moyennes de débit réduit et de rendement inférieures aux valeurs statiques équivalentes, les variations de débit et de rendement sont favorables à la puissance moyenne générée par la turbine. Car, l'augmentation du débit réduit est suivie d'une amélioration notable du rendement tandis que lorsque le débit admis par la turbine chute, le rendement baisse, mais dans une bien moindre mesure. Ainsi, la puissance est pondérée positivement par les zones à fort débit et haut rendement (~ phase de montée en pression) tandis que pour les zones correspondant à une chute de pression en amont de la turbine les valeurs du rendement s'écartent très peu des valeurs quasi-stationnaires. Il résulte de ce phénomène une évaluation de la puissance moyenne supérieure à la puissance isentropique maximale théorique ; calculée à partir des valeurs obtenues en régime permanent, pour un taux de détente équivalent au taux de détente moyen en régime d'écoulement pulsé.

Afin de connaître l'influence des variations de la fréquence de pulsation sur les valeurs moyennes et des trois paramètres utilisés pour la caractérisation de la turbine, une série de simulation a été entreprise. Les résultats présentés sur la Figure II-25 retranscrivent les déviations s'établissant entre les valeurs moyennes calculées sur un cycle d'impulsion de pression et les valeurs issues de la cartographie de la turbine pour un taux de détente identique. Pour ces conditions de fonctionnement de la turbine, une baisse sensible du débit réduit, par rapport à la cartographie, est constatable ; les deux modèles ont la même tendance mais ils n'ont pas tout à fait les mêmes valeurs de débit réduit. En même temps, le rendement de la turbine baisse beaucoup plus nettement, à partir d'un régime de rotation moteur de  $2000 \text{tr.min}^{-1}$ , par rapport aux valeurs équivalentes issues de la cartographie de la turbine. L'écart entre les valeurs moyennes du rendement, calculées par chaque modèle, est extrêmement contenu. Il est intéressant de constater que dans cette configuration, la puissance récupérée par la turbine en régime pulsé est supérieure à la puissance maximale en régime permanent (comme reporté et expliqué précédemment), et que, cette tendance est d'autant plus grande que la fréquence des pulsations est importante. Comme il a été suggéré précédemment, l'influence du positionnement du point moyen sur les courbes des caractéristiques extrapolées et l'influence de ces dernières, doivent être étudiées ; la Figure II-26 présente les résultats liés à des variations de régime de rotation de la turbine, avec un régime de pulsation de  $33,33 \text{Hz}$  (égal à  $4000 \text{tr.min}^{-1}$ ). La première constatation est que le débit réduit est très faiblement impacté, la valeur moyenne calculée est systématique inférieure à la valeur issue du champ des débits de la turbine. Par contre, le débit réduit moyen, illustré par la Figure II-27, baisse fortement avec l'augmentation de la vitesse de rotation du rotor. Cela est principalement dû à la différence entre les courbes des valeurs de débit réduit établies en régime d'écoulement stationnaire. Pour une faible vitesse de rotation du rotor, le débit maximal est atteint à un plus faible taux de détente que pour une vitesse de rotation plus élevée. Ainsi, comme c'est le cas ici, pour un taux de détente assez faible, la turbine aura une capacité de

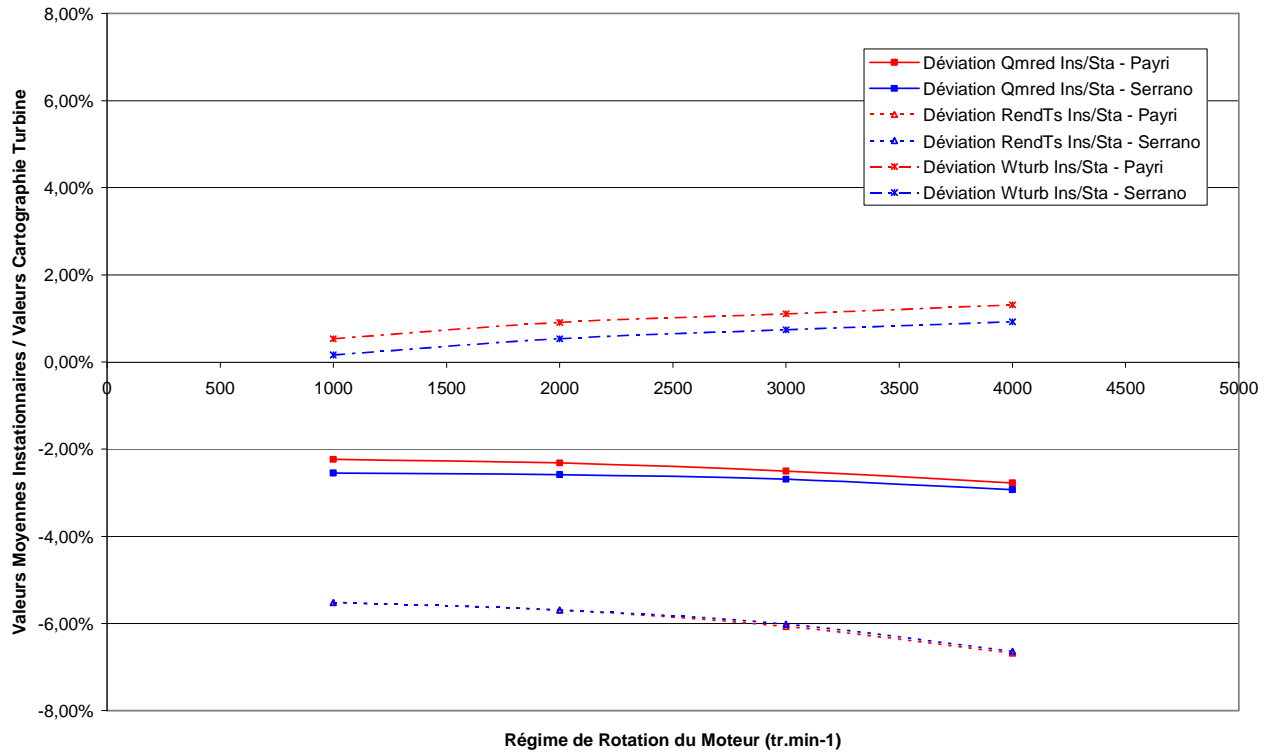


Figure II-25 : Evolution, en fonction du régime de rotation du moteur, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire par rapport à leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{\text{turb}}=85\,000\text{tr/min}$ ).

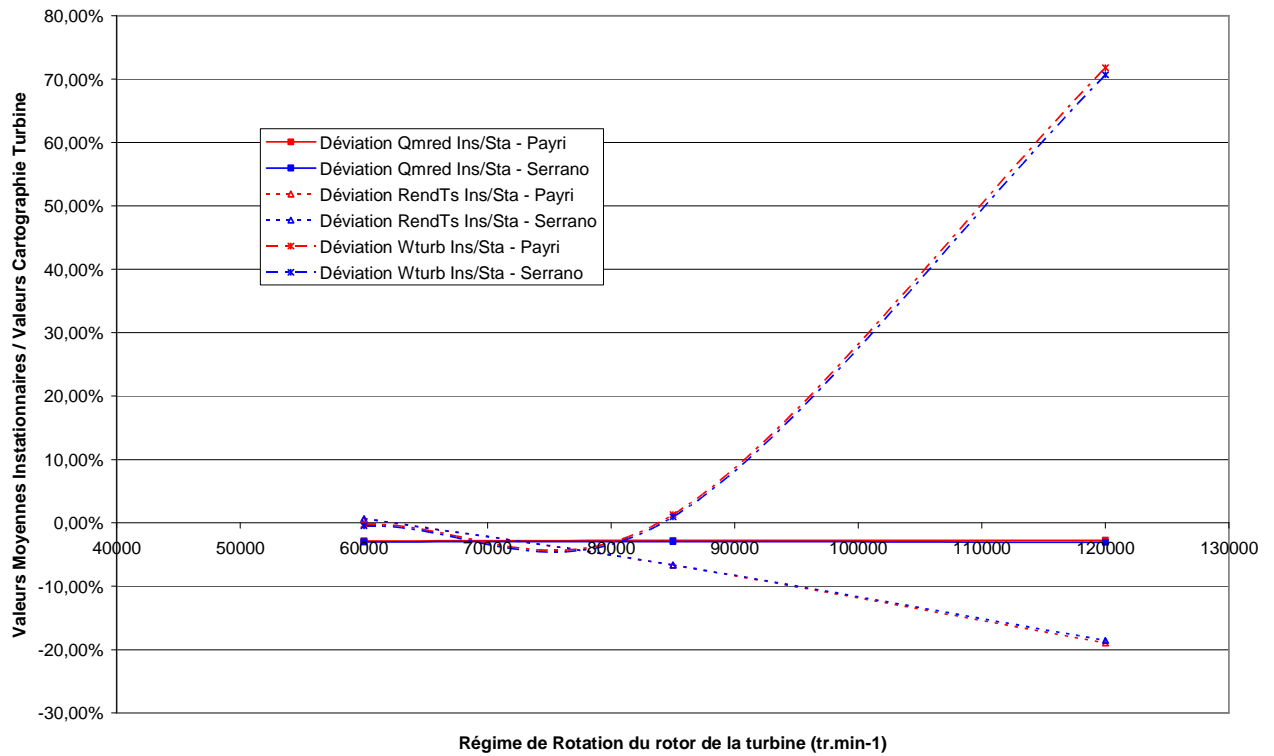


Figure II-26 : Evolution, en fonction du régime de rotation de la turbine, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{\text{moteur}}=4000\text{tr/min}$ ).



débit d'autant plus importante que la vitesse de rotation du rotor est faible. La déviation du rendement, en revanche, baisse très nettement. Cette dégradation provient d'une désadaptation du rotor par rapport à la vitesse des gaz. En effet, le rapport  $U/C_{Is}$  devient trop faible, les aubages du rotor travaillent pour une vitesse d'écoulement pour laquelle ils n'ont pas été conçus, le rotor ainsi désadapté ne peut pas récupérer autant de travail. Ce phénomène entraîne une réduction du rendement moyen de la turbine. L'évolution de la puissance moyenne récupérée par la turbine, par rapport aux performances en régime stationnaire, est bien plus chaotique (voir Figure II-26). A 60 000 tr.min<sup>-1</sup> la puissance moyenne calculée est très légèrement inférieure à son équivalent stationnaire ; tandis qu'à 85 000 tr.min<sup>-1</sup>, elle lui est très légèrement supérieure (même ordre de grandeur). En effet, la position et la forme plus lissée de la courbe de rendement pour cette vitesse de rotation, par rapport à la courbe à 60 000 tr.min<sup>-1</sup>, implique que la turbine travaille plus souvent dans la zone à haut rendement se traduisant, comme le montre la Figure II-27, par une pondération par le haut du rendement moyen de la turbine. Ainsi, bien que le débit moyen soit plus faible, les performances maximales de la turbine sont atteintes avec cette configuration entraînant une hausse substantielle de la puissance moyenne récupérée sur l'arbre. A 120 000 tr.min<sup>-1</sup> la désadaptation de la turbine, par rapport au point moyen (taux de détente moyen), a raison des performances de cette dernière.

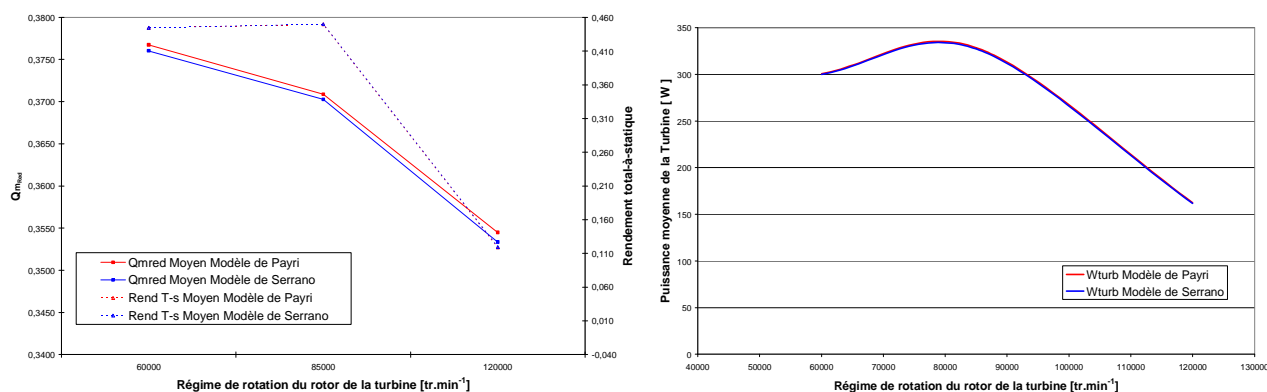


Figure II-27 : Evolution, en fonction du régime de rotation du rotor de la turbine, des valeurs caractéristiques moyennes, calculées en régime d'écoulement pulsatoire (Nmoteur= 4000tr/min).

Dans le cas de figure étudié précédemment, le point courant de fonctionnement de la turbine était placé, pour les cas les plus critiques, sur la partie correspondant aux plus fortes variations de débit et de rendement (zone ascendante des courbes caractéristiques). Il est donc aussi intéressant d'analyser ce qu'il se produit lorsque le point courant est placé sur la deuxième partie des courbes caractéristiques (débit réduit constant et baisse du rendement en fonction du taux de détente), avec une forte variation de charge (voir Tableau II-6).

### **Les Paramètres d'excitation :**

Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	80 kPa
Température totale d'excitation :	330 K
Fréquence de pulsation :	8,33hz ; 16,67Hz, 25Hz et 33,33Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	60 000 ; 85 000 et 120 000 tr.min <sup>-1</sup>

Tableau II-6 : Caractéristiques des configurations des simulations.

La nette augmentation du niveau de pression moyen a une incidence très importante sur les résultats des simulations. Comme l'illustre la Figure II-28, toutes les valeurs moyennes sont en hausse par rapport au cas précédent. Et, pour tous les paramètres leurs valeurs moyennes augmentent fortement avec l'augmentation du régime de rotation. En effet, plus le régime de rotation de turbine est faible, plus la valeur maximale de débit est faible. Ainsi, même pour ce cas de simulation à  $60\,000\text{ tr.min}^{-1}$  la turbine évolue plus souvent dans la zone maximale de débit réduit par rapport aux deux autres vitesses, la valeur moyenne est nécessairement plus basse. De fait, à  $85\,000\text{ tr.min}^{-1}$ , c'est principalement l'augmentation des valeurs issues de la cartographie qui induit l'augmentation des valeurs du débit réduit moyen. Pour  $120\,000\text{ tr.min}^{-1}$ , avec ces sollicitations de pression, la turbine ne travaille que rarement dans la zone correspondant à la zone de blocage sonique. Et donc, bien que les valeurs de la cartographie soient plus élevées, pour un taux de détente donné, à ce régime, cette logique est contrariée par les instationnarités qui font travailler la turbine dans une zone où le débit réduit varie très fortement en fonction du taux de détente. Concernant les valeurs du rendement moyen et de la puissance moyenne, elles sont similaires d'un modèle à l'autre. De plus, la puissance moyenne est peu impactée par l'écart entre les valeurs du débit réduit moyen.

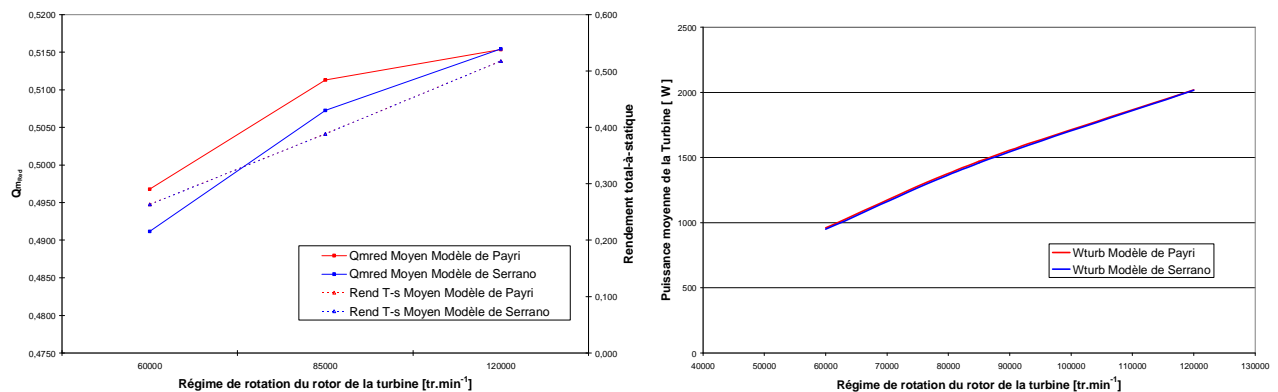


Figure II-28 : Evolution, en fonction du régime de rotation du rotor de la turbine, des valeurs caractéristiques moyennes, calculées en régime d'écoulement pulsatoire ( $N_{\text{moteur}} = 4000\text{tr/min}$ ).

La Figure II-29 et la Figure II-30 représentent l'écart entre les valeurs moyennes obtenues en régime d'écoulement pulsé et leurs équivalents, à taux de détente identique, issues de la cartographie de la turbine. Concernant le paramètre de débit réduit, la tendance est conservée par rapport au cas précédent, bien que l'écart entre les deux modèles soit plus important. Remarquons par ailleurs que l'écart entre la puissance calculée et son homologue stationnaire est peu dépendante de la fréquence des pulsations, mais d'avantage du régime de rotation de la turbine (surtout pour le modèle de Serrano *et al.* [204]). Sur la Figure II-29, le rendement moyen est quasiment constant et similaire d'un modèle à l'autre. En effet, il n'augmente que très sensiblement avec l'augmentation de la fréquence des pulsations (0,2% environ). Mais dans cette configuration d'essai simulant une forte charge moteur, les valeurs moyennes du rendement sont toujours supérieures à leurs homologues stationnaires. La Figure II-30 montre cependant que le rendement est très dépendant du régime de fonctionnement de la turbine suivant le même mécanisme qu'expliqué précédemment. La différence fondamentale entre chaque modèle est observée sur le paramètre du débit réduit ; le modèle de Serrano *et al.* [204] se révèle être beaucoup plus sensible aux variations de régimes de rotation de la turbine, par rapport au modèle de Payri *et al.* [101]. Ceci est lié directement aux différences de calcul des sections efficaces, et des conditions d'écoulement dans le volume intermédiaire (degré de réaction, taux de détente et rapport de température avec le volume intermédiaire). Cette différence s'atténue avec l'augmentation du régime de la turbine, bien que les performances instantanées ne soient pas comparables.

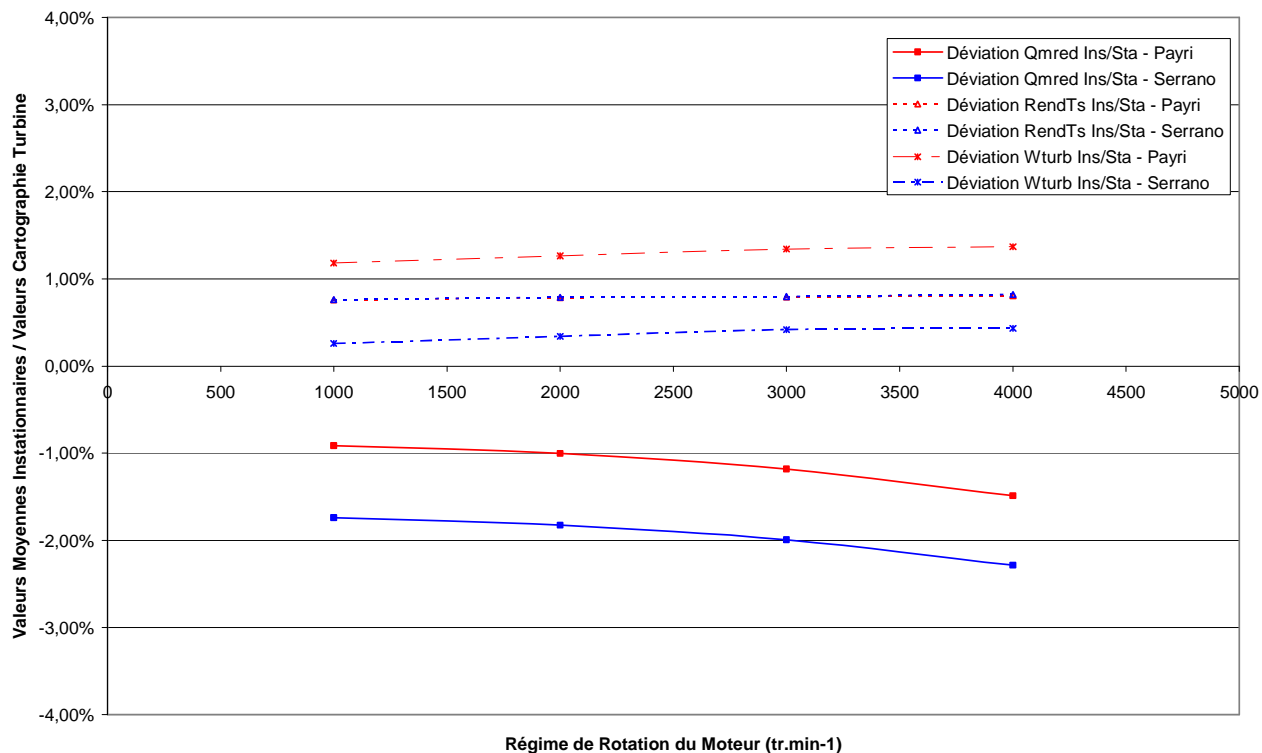


Figure II-29 : Evolution, en fonction du régime de rotation du moteur, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire par rapport à leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{turb}=85\,000\text{tr/min}$ ).

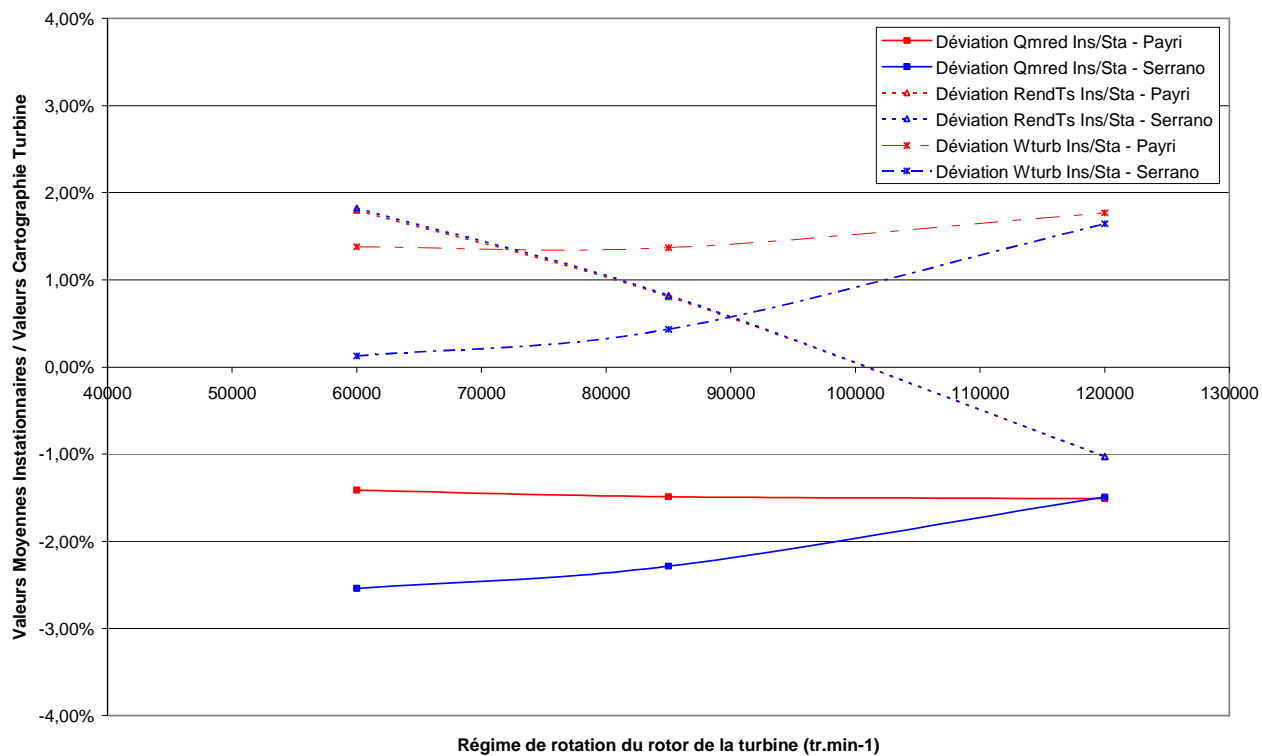


Figure II-30 : Evolution, en fonction du régime de rotation de la turbine, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{moteur}=4000\text{tr/min}$ ).

*Dans ce chapitre, une comparaison de chaque modèle issu de la bibliographie a été effectuée. L'architecture de ces deux modèles est similaire, ceux-ci disposant d'un volume 0D pourvu de deux sections d'écoulement (assimilables à des tuyères) représentant le stator d'une part et le rotor d'autre part. La mise en équation des deux modèles est en revanche très différente. Le modèle de Payri, destiné à la modélisation des turbines à géométrie fixe, utilise une transcription mathématique de la turbine très simplifiée. Par contre, le modèle de Serrano, destiné à la modélisation des turbines à géométrie variable, est beaucoup plus complexe. Puis, un modèle de puissance a été intégré à chacun d'entre-eux. Les essais en régime d'écoulement stationnaire ont permis de vérifier que les deux modèles proposés avaient des résultats équivalents.*

*Afin des caractériser les modèles en régime d'écoulement pulsé, une étude utilisant une excitation (en pression) sinusoïdale a été entreprise. L'étude a montré que pour les deux modèles les boucles d'hystérésis augmentaient fortement, sur tous les paramètres, avec la fréquence des pulsations. Mais le taux de détente augmentait aussi avec l'augmentation de la fréquence des pulsations laissant suggérer la présence de phénomènes acoustiques. Une étude spécifique a donc été entreprise révélant que le tube amont associé à une turbine, a un comportement acoustique proche d'un tube fermé. Ce comportement est qualifié d'analogue à un tube partiellement fermé, c'est-à-dire fermé du point de vue acoustique mais ouvert du point de vue de l'écoulement de fluide. En revanche, le tube aval n'influence pas, ou que très peu, la réponse acoustique du système.*

*Pour la plupart des conditions testées, les deux modèles ont, du point de vue temporel, des résultats très similaires. Cependant, le modèle de Payri a tendance à surestimer la boucle d'hystérésis sur la courbe de débit, traduisant des effets de vidange-remplissage plus importants ayant lieu au sein du volume, par rapport au modèle de Serrano. En revanche, les résultats sont tout à fait comparables du point de vue des courbes du rendement total-à-statique de la turbine et des courbes de puissance instantanée.*

*Mais, les résultats n'étant pas directement comparables aux performances d'une turbine évoluant dans des conditions d'écoulement stabilisé, une étude qualitative a été menée. Les différences de performances entre les deux modèles sont relativement faibles. Les deux modèles ont des résultats qui suivent la même tendance. Une deuxième étude permettant de solliciter le modèle de la turbine sur de plus fortes charges de pression a été effectuée ; ce qui a permis de mettre en lumière des différences entre ces modèles. D'une manière générale, quel que soit le niveau des impulsions de pression générées, le débit moyen traversant la turbine est systématiquement inférieur au débit réduit de référence, pour un taux de détente identique, issu du champ des débits de la turbine. Le rendement moyen présente une évolution beaucoup plus aléatoire dépendant assez fortement du niveau de pression moyen et du régime de rotation du rotor de la turbine. Contrairement au comportement du débit réduit moyen, la puissance moyenne a toujours été évaluée supérieure à la puissance stationnaire, pour un taux de détente moyen identique en régime permanent.*



## Chapitre III – Description et analyse des modèles développés.

---

*Suite aux résultats obtenus dans le précédent chapitre, il apparaît nécessaire de concevoir un nouveau modèle. Une première étape consiste à étendre le champ caractéristique de la turbine. Une méthode d'extrapolation des champs est donc présentée.*

*Par la suite, une description détaillée du nouveau modèle est effectuée. Une étude numérique analogue à celle présentée dans le chapitre précédent va ainsi permettre de définir les atouts de cette nouvelle modélisation.*

Lors de mon travail de recherche, trois modèles distincts ont été développés et sont dédiés à la simulation des performances d'une turbine de suralimentation. L'objectif principal de ces modèles est de simuler l'incidence de la turbine sur la réponse acoustique des tubulures d'échappement moteur, et de calculer les performances de la turbine en écoulement pulsé. Pour cela, plusieurs modèles ont été implémentés dans un code FORTRAN afin d'évaluer les performances de chacun d'eux.

Le premier modèle, le modèle « carto » utilise l'interpolation directe d'une cartographie de turbine en fonction des paramètres choisis pour le recalage. Ce modèle est composé de trois ensembles/sous-modèles ; un tube amont [admission] à la turbine (1D), un tube aval [échappement] à la turbine (1D) et la turbine elle-même (0D). Dans le cas présent la turbine est considérée comme une simple singularité.

Le second modèle développé, désigné modèle de vidange-remplissage (VR), est une extrapolation du modèle « Carto ». En effet, comme ce dernier, la condition permettant de calculer le débit d'air traversant la turbine est directement interpolée de la cartographie de la turbine en fonction des paramètres de recalage. Ce modèle est aussi composé de trois ensembles ; un tube amont [admission] à la turbine (1D), un tube aval [échappement] à la turbine (1D) et la turbine (0D). Cependant ici, le modèle de turbine n'est plus une simple singularité mais un ensemble « volume 0D + restriction » ; le volume étant placé à l'amont de la restriction. L'adjonction d'une capacité permet ainsi de prendre en compte les effets de volume apparaissant lors d'écoulements instationnaires dans les éléments volumiques (notamment la volute de la turbine). Ainsi, comme présenté dans les modèles bibliographiques les plus récents, la prise en compte des effets de volume pourrait conduire à une meilleure prédiction du comportement de la turbine en régime d'écoulement pulsé.

Enfin, le dernier modèle, appelé modèle de « turbine 1D », reprend le principe d'interpolation directe des champs et sur le raccordement de deux éléments 1D (tubes d'admission et d'échappement) au modèle de turbine. La différence consiste dans le remplacement du volume 0D en un volume 1D équivalent.

La résolution des équations de la dynamique des gaz des éléments unidimensionnels (1D) passe par l'utilisation d'un schéma de calcul numérique (Harten-Lax-Leer). Par ailleurs, l'écoulement est considéré comme étant unidimensionnel, instationnaire, isentropique et non-visqueux ; de plus, la section des éléments 1D est considérée comme constante sur toute leur longueur.

L'étude des phénomènes ayant lieu dans chaque tube, ceci impose de connaître les conditions aux limites pour ces derniers ; cela passe par des conditions aux limites de type extrémité ouverte et des conditions de raccordement pour la liaison à la turbine. La résolution du système d'équations à chaque condition limite, peut s'effectuer par deux méthodes différentes ; la méthode des caractéristiques (Variables de Riemann) et par la méthode des domaines/points fictifs (méthode maillée). C'est cette dernière, qui a été utilisée pour le codage de ce modèle de turbine.

### III.1. - METHODE D'EXTRAPOLATION DES CHAMPS CARACTERISTIQUES DE LA TURBINE :

Les cartographies des champs de performances (débit et rendement) de la turbine fournies par le constructeur ne sont pas exploitables en l'état. En effet, le nombre très limité de points de mesures ne permet que peu d'utilisation directe des champs. D'où l'intérêt de l'utilisation de méthodes d'extrapolations permettant d'établir de nouvelles courbes de performances sur une plage de fonctionnement pouvant être très étendue. De nombreux travaux ont été réalisés dans ce domaine et une attention toute particulière a été portée sur les travaux de Martin *et al.* [158, 159] et Jensen *et al.* [157] comme exposé précédemment.

#### III.1.1. - L'extrapolation du champ des débits de la turbine :

Afin de prendre en compte le déplacement du taux de détente critique dans le champ turbine ayant notamment pour cause l'évolution de la vitesse relative de l'écoulement dans la turbine, un paramètre appelé « Taux corrigé » dépendant de la vitesse de rotation de la turbine a été défini. Ce taux de détente corrigé est calculé via une simple équation linéaire.

Etape 1 : le taux de détente critique est évalué pour chaque courbe caractéristique du débit réduit, aux différentes iso-vitesses, et pour une position de géométrie variable fixe. Pour l'iso-vitesse  $N_{turb} = 0 \text{ tr.min}^{-1}$ , la turbine se comporte comme une tuyère et son taux de détente critique associé est exprimé par :

$$\tau_{crit} = \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)_{crit} = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{III-1})$$

Etape 2 : On pose que le taux de détente corrigé s'exprime comme une équation linéaire fonction du taux de détente réel (égal à celui mesuré sur banc d'essais), tel que :

$$\tau_{crg}(\tau_p) = A_p(N_{turb})\tau_p + B_p(N_{turb}) \quad (\text{III-2})$$

$$\text{Avec } \forall N_{turb} : \tau_p = 1 \rightarrow \tau_{crg} = 1 \text{ et } (\tau_{crg})_{crit} = \tau_{crit}.$$

Les coefficients  $A_p(N_{turb})$  et  $B_p(N_{turb})$  sont définis à partir d'une régression polynomiale (degré 2 pour mon cas), illustré par la Figure III-1, effectuée dans le champ d'évolution des paramètres A et B de nos droite définissant le taux de détente corrigé pour une iso-vitesse donnée.

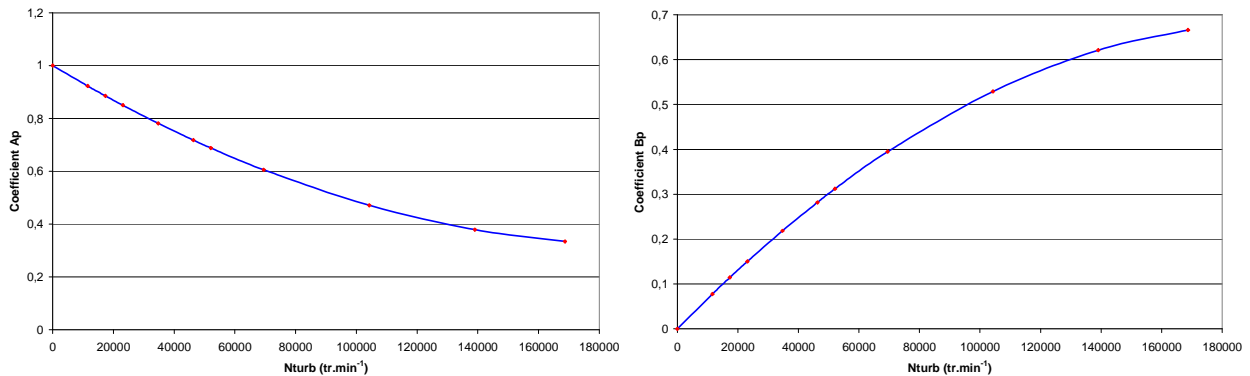


Figure III-1 : Evolution des paramètres  $A_p$  et  $B_p$  en fonction du régime de rotation du rotor.



Etape 3 : maintenant que le taux de détente corrigé est défini pour toutes les iso-vitesses (comprises entre 0 et 200 000tr/min), nous devons définir la section efficace du col de la tuyère. En effet, nous pouvons caractériser l'évolution du débit réduit via les équations de Barré de St Venant comme suit :

$$Qm_{red} = S_{eff} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \cdot \left[ \left( \frac{1}{\tau_{crg}} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left( \frac{1}{\tau_{crg}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right]} \quad \text{quand } \tau_{crg} < \tau_{crit} \quad (III-3)$$

$$Qm_{red} = S_{eff} \cdot \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad \text{quand } \tau_{crg} > \tau_{crit} \quad (III-4)$$

Pour recaler les valeurs de la section efficace, deux paramètres sont utilisés, le taux de détente corrigé et la vitesse de rotation de la turbine. Les valeurs des sections efficaces sont déduites de manière à ce que les débits réduits issus des mesures correspondent aux débits réduits calculé via les équations de Barré de St Venant. A partir de ces valeurs, une courbe de tendance de degré 2 a été construite, laquelle permettant d'obtenir un bon compromis entre simplicité et précision. On a donc une équation d'évolution de  $S_{eff}$  telle que :

$$S_{eff} = A_1 \cdot N_{turb}^2 + A_2 \cdot N_{turb} + A_3 \quad (III-5)$$

Ainsi, tous les paramètres permettant l'extrapolation des champs des débits de la turbine sont définis. La Figure III-2 ci-dessous, illustre une partie des résultats obtenus ; ainsi en pointillé épais sont représentés les relevés du constructeur et en trait plein les extrapolations réalisées pour chaque iso-vitesse.

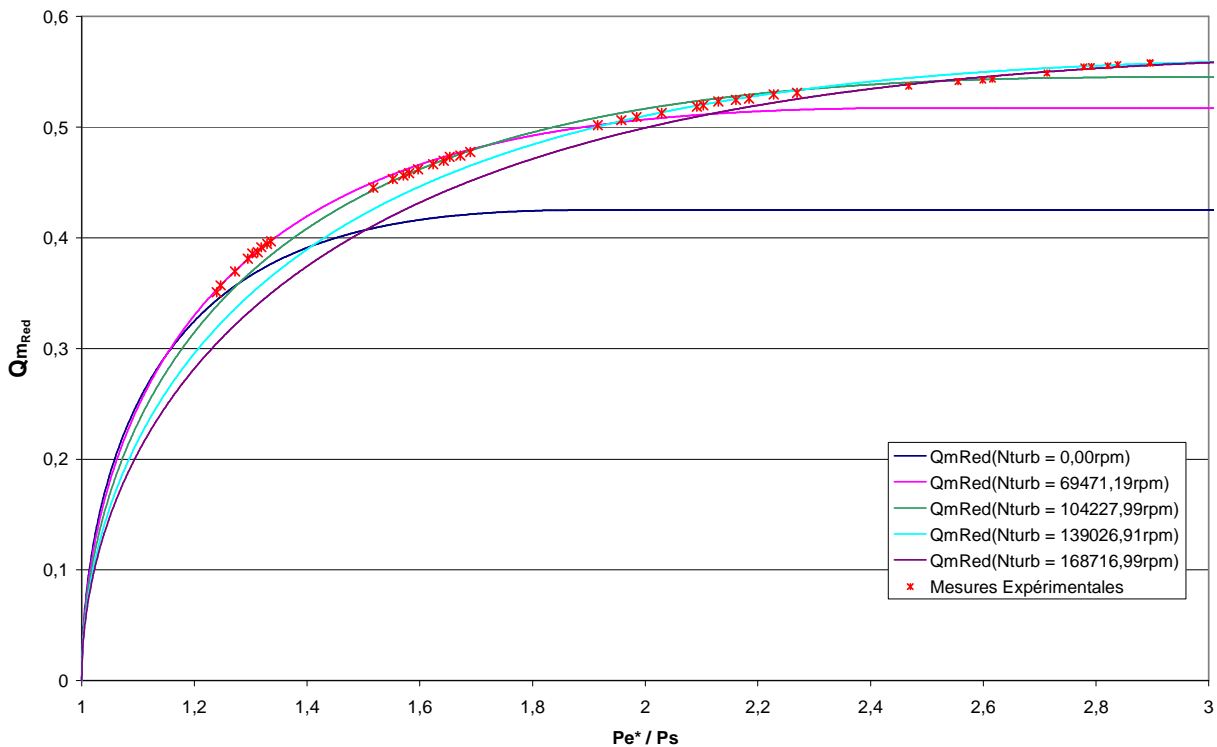


Figure III-2 : Extrapolation du champ caractéristique des débits réduits (VGT Fermée)

### III.1.2. - L'extrapolation du champ des rendements de la turbine :

Concernant l'extrapolation des champs de rendement de la turbine, j'ai repris en grande partie la méthode de Martin *et al.* [158, 159]. Ainsi, comme pour la méthode proposée par Martin *et al.* [158, 159], la variation d'enthalpie dans la turbine évolue de manière linéaire avec le débit réduit de celle-ci. Alors, la variation d'enthalpie s'exprime en fonction du débit par la relation :

$$\Delta h^* = A_e(N_{turb}) \cdot Qm_{red} + B_e(N_{turb}) \quad (III-6)$$

Bien sûr dans le cas où le rotor est immobile, aucune puissance ne peut être générée donc dans ce cas nous aurons  $\Delta h^* = 0$ . Par ailleurs, il est possible de faire la même observation en termes de débit ; si le débit est nul, la puissance récupérée est forcément nulle. Connaissant tout cela, nous pouvons alors déterminer le point d'origine des coefficients  $A_e$  et  $B_e$  ; tel que  $A_e(0) = 0$  et  $B_e(0) = 0$ . Ainsi, comme illustré sur la Figure III-3, nous pouvons tracer l'évolution des coefficients  $A_e$  et  $B_e$  en fonction de la vitesse de rotation du rotor de la turbine.

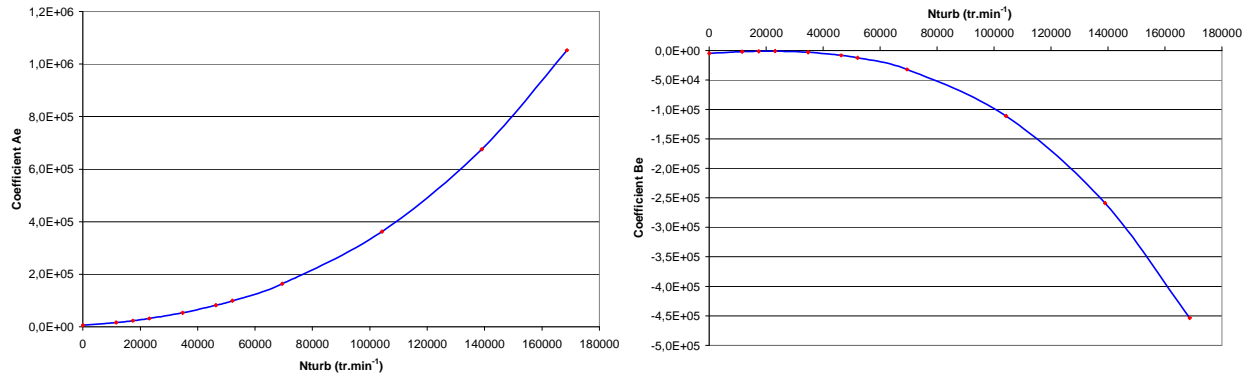


Figure III-3 : Evolution des coefficients  $A_e(N_{turb})$  et  $B_e(N_{turb})$  par rapport au régime de rotation du rotor de la turbine.

Il est également possible de déterminer le changement isentropique spécifique d'enthalpie directement via les conditions d'entrée / sortie aux bornes de la turbine, tel que :

$$\Delta h_{is} = \left( 1 - \left( \frac{1}{\tau_p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \cdot Cp T_e^* \quad (III-7)$$

Nous pouvons alors déterminer les valeurs du rendement pour l'extrapolation via la formule classique :

$$\eta_T = \frac{\Delta h^*}{\Delta h_{is}^*} \quad (III-8)$$

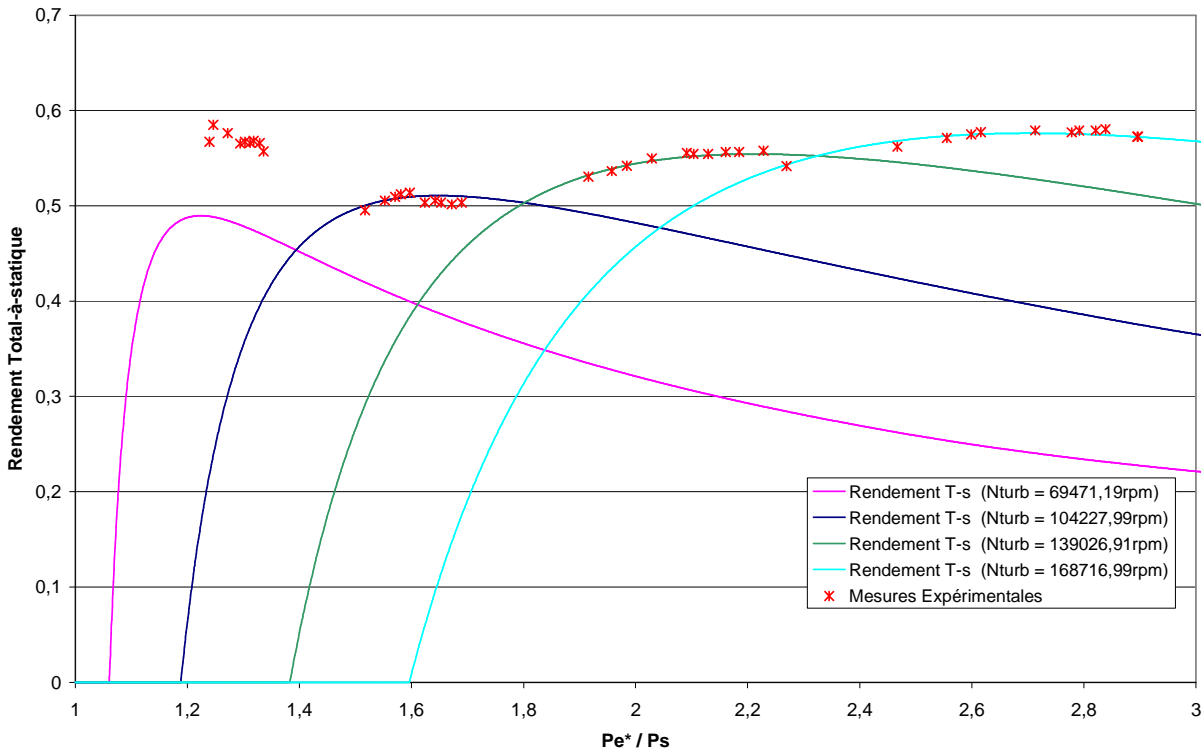


Figure III-4 : Extrapolation du champ caractéristique des rendements T-s de la turbine.

Les résultats présentés sur la Figure III-4 montrent une très bonne corrélation entre les valeurs extrapolées et les données expérimentales pour les régimes supérieurs à 100 000tr/min. Cependant pour des vitesses de rotation inférieures à 100 000tr/min, les valeurs des rendements sont assez largement sous-estimées. Cela vient surtout du fait qu'il n'y a pas de données expérimentales pour ces basses vitesses, cela a d'autant plus de poids que c'est pour ces bas régimes que la sensibilité du calcul du rendement est maximale. En cause, la zone d'utilisation et la capacité de travail restreinte de la turbine pour ces faibles vitesses de rotation.

C'est pourquoi, j'ai mis au point un algorithme curatif, basé sur la notion de gain, permettant de résoudre ce problème de manière empirique par l'utilisation des valeurs moyennes. Ainsi, en comparant la valeur moyenne du rendement de chaque groupement de points de chaque iso-vitesse (d'un régime inférieur à 100 000 tr/min), par rapport aux valeurs moyennes issues des valeurs extrapolées, il peut être défini un facteur correctif  $Ke$  permettant de corréler fidèlement les valeurs extrapolées aux mesures. L'expression pour le calcul du rendement moyen issu des données expérimentales s'écrit :

$$\bar{\eta}_{T-s} = \frac{\sum_{i=1}^n \tau_p(i) \cdot \eta_{T-s}(i)}{\sum_{i=1}^n \tau_p(i)} \quad (\text{III-9})$$

De même, l'expression pour le calcul du rendement moyen issu des valeurs extrapolées s'écrit :

$$\bar{\eta}_{T-s} = \frac{1}{\tau_p(L_{\min}) - \tau_p(L_{\max})} \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} \eta_{T-s}(Qm_{red}) \cdot d\tau_p \quad (\text{III-10})$$

Où les valeurs  $L_{\min}$  et  $L_{\max}$  correspondent aux valeurs limites (bornes) minimales et maximales (taux de détente minimal et au taux de détente maximal, établis à partir du nuage de points des mesures ou définis par l'opérateur) entre lesquelles l'intégration doit être effectuée. Pour le cas présent, il a été choisi d'utiliser une forme de calcul itératif (intégration numérique avec la méthode de Simpson), plus simple à mettre en place lorsque les valeurs extrapolées sont déjà calculées. Ayant les deux valeurs moyennes de chaque groupements de données, il est possible d'extraire un coefficient correctif tel que :

$$K_e = \frac{\bar{\eta}_{T-s}(\text{mesures})}{\bar{\eta}_{T-s}(\text{extrapolation})} \quad (\text{III-11})$$

Le coefficient  $K_e$  permet de corriger les paramètres  $A_e$  et  $B_e$ , et ainsi de recalculer les valeurs extrapolées avec les mesures. A partir des nouveaux paramètres  $A_e$  et  $B_e$ , il est possible de définir de nouvelles courbes polynomiales retraçant l'évolution des fonctions  $A_e(N_{turb})$  et  $B_e(N_{turb})$  (voir annexe B). Par ailleurs, les résultats présentés sur la Figure III-5 illustrent l'amélioration de la corrélation entre les valeurs mesurées et les valeurs extrapolées. Bien entendu pour appliquer cette méthode il est nécessaire de disposer de données expérimentales. Ainsi, pour ces champs de données caractéristiques, l'extrapolation n'est pas exploitable pour les régimes de rotations inférieurs à 69 500tr/min.

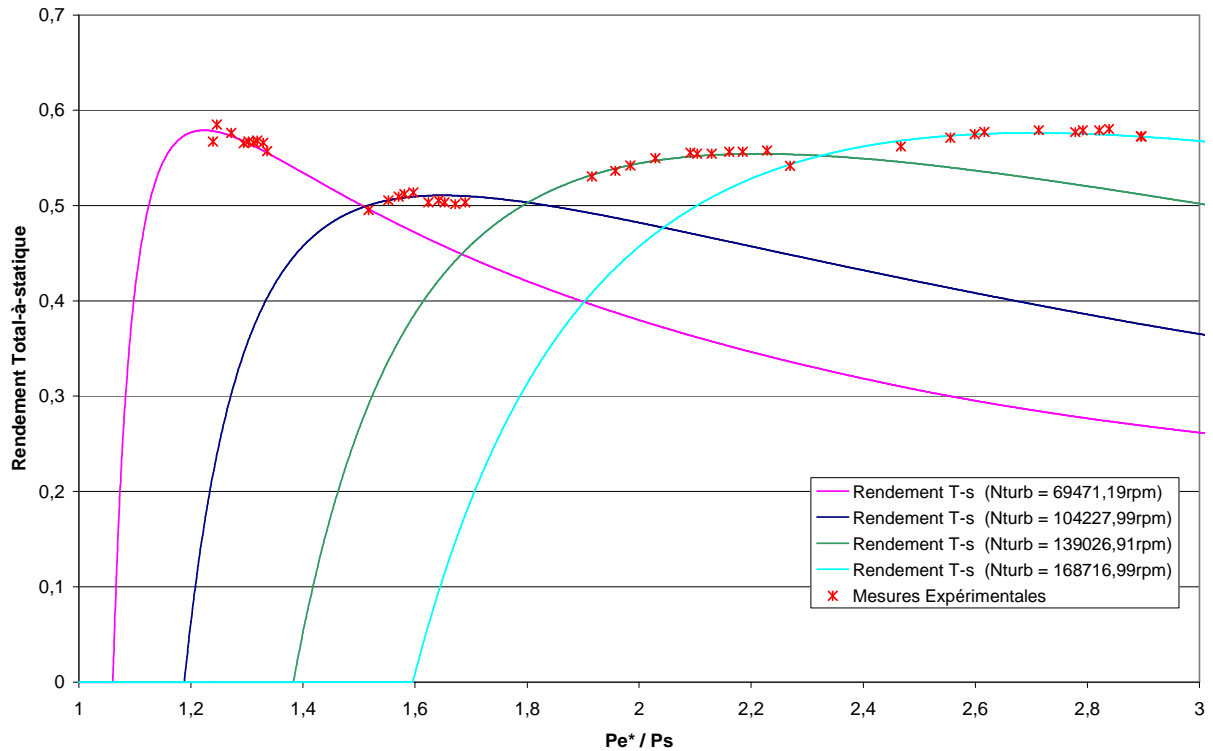


Figure III-5 : Extrapolation corrigée du champ caractéristique des rendements T-s de la turbine.

La qualité du résultat de la simulation étant hautement dépendante de la qualité des données et donc de l'extrapolation, un soin particulier a été apporté à cette étude. Le haut degré de corrélation entre les données extrapolées et les résultats des mesures permet de garantir des résultats numériques fiables, ne serait-ce que pour les simulations effectuées en régime stabilisé, les résultats des simulations instationnaires n'étant pas directement comparables aux champs caractéristiques de la turbine.

### III.2. - DESCRIPTION ET CODAGE DES MODELES :

Comme avancé précédemment, au cours de ce travail de thèse, j'ai développé trois modèles de turbine. Ces trois modèles utilisent les champs caractéristiques extrapolés de la turbine ; néanmoins leurs conceptions divergent fortement d'un modèle à l'autre. Cette disposition permet d'analyser les résultats obtenus à partir d'une large gamme d'outils 1D disponibles, et ainsi de mettre en lumière leurs avantages et leurs inconvénients.

L'architecture générale du processus de modélisation reprend, comme indiqué précédemment, la méthode présentée dans le paragraphe II.3.1. - Cette méthode utilise deux modèles unidimensionnels de tubulures, un pour l'admission et un pour l'échappement, ceinturant le modèle de la turbine. Ainsi, il est possible de voir l'influence, sur le modèle de la turbine, des paramètres liés aux tubes ; et inversement.

#### III.2.1. - Expression des conditions aux limites avec l'extérieur :

Chaque tube est discrétisé, sur toute la longueur  $L$ , par un maillage régulier de  $M$  mailles. Bien entendu, la valeur de  $M$  peut varier d'un tube à l'autre selon sa longueur et/ou selon le pas d'espace choisi. Cette méthode conduit à résoudre les équations de la dynamique des gaz du point [1] au point  $[M+1]$ , en utilisant un algorithme issu de la méthode d'Harten-Lax-Leer [123] et [74]. Pour effectuer l'étude de l'écoulement gazeux dans le tube, il est nécessaire de définir des conditions aux limites. Bien que chaque principe soit usuel, son intégration dans le maillage du système est particulière. Afin d'intégrer chaque singularité dans le schéma numérique et de la traiter de la même manière que les mailles propres au tube, il est nécessaire de fixer un point imaginaire à l'extérieur du système considéré au niveau de chaque condition limite. On notera que pour des schémas d'ordre supérieur à l'unité, le nombre de points fictifs par condition limite est proportionnel au degré d'approximation du schéma numérique.

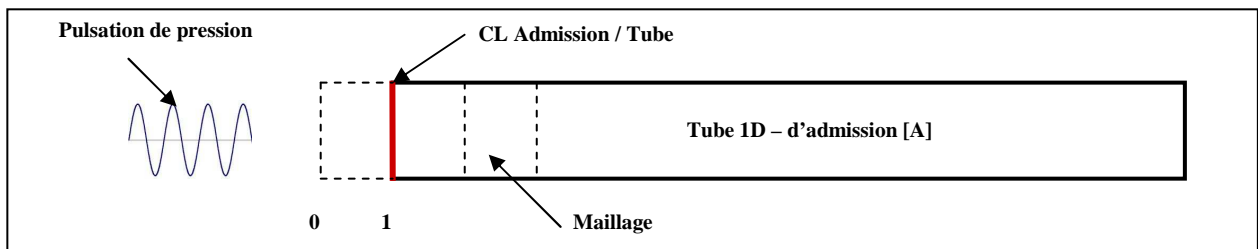


Figure III-6 : Représentation du maillage et des conditions d'écoulement du tube d'admission de la turbine.

L'algorithme numérique résolvant les équations de la dynamique des gaz pour les points [1] à  $[M+1]$ , le passage au pas de temps suivant s'appuie sur les points fictifs [0] et  $[M+2]$ . Ainsi pour définir un *écoulement entrant* à travers une *extrémité ouverte*, nous pouvons écrire :

$$\rho_{0;A} \cdot u_{0;A} \cdot S_{0;A} = \rho_{1;A} \cdot u_{1;A} \cdot S_{1;A} \quad (\text{III-12})$$

$$a_{0;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{0;A}^2 = a_{exct}^2 \quad (\text{III-13})$$

$$\frac{P_{0;A}}{\rho_{0;A}^\gamma} = \frac{P_{exct}}{\rho_{exct}^\gamma} \quad (\text{III-14})$$

Les équations de fermeture du système sont : l'équation des gaz parfait et l'équation de célérité du son.

La résolution de l'équation bilan du système, l'équation (III-15), consistant à estimer la masse volumique au point fictif, doit être effectuée en utilisant un algorithme implicite comme l'algorithme de Newton-Raphson par exemple.

$$\gamma \frac{P_{exct}}{\rho_{exct}} \cdot \rho_0^{1+\gamma} + \frac{\gamma-1}{2} \cdot \rho_1^2 \cdot u_1^2 - a_{exct}^2 \cdot \rho_0^2 = 0 \quad (\text{III-15})$$

Les conditions qui définissent un *écoulement sortant* à travers *l'extrémité ouverte* d'un tube s'écrivent comme :

$$\rho_{0;A} u_{0;A} S_{0;A} = \rho_{1;A} u_{1;A} S_{1;A} \quad (\text{III-16})$$

$$P_{0;A} = P_{exct} \quad (\text{III-17})$$

$$\frac{P_{0;A}}{\rho_{0;A}^\gamma} = \frac{P_{1;A}}{\rho_{1;A}^\gamma} \quad (\text{III-18})$$

La même méthode est appliquée à l'autre extrémité du tube d'échappement de la turbine. Les paramètres externes ne sont plus liés à la pression d'excitation du système, mais à l'état atmosphérique. Comme l'illustre la Figure III-7, l'objectif est de définir les conditions d'écoulement en [M+2] au moyen des valeurs représentatives de l'état du système au point [M+1] et dans l'atmosphère extérieure.

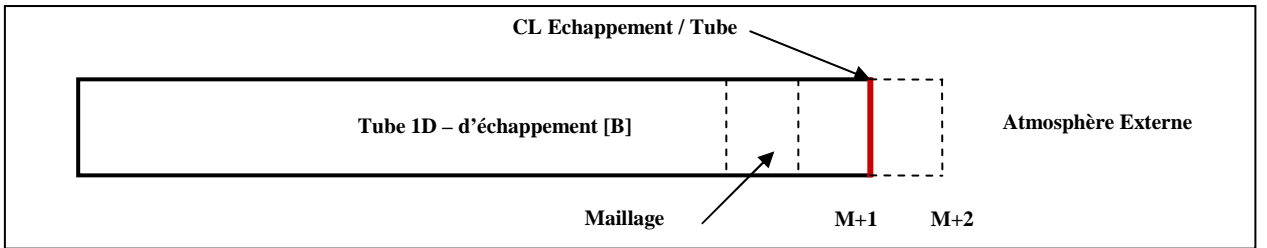


Figure III-7 : Représentation du maillage et des conditions d'écoulement du tube d'échappement de la turbine.

Les conditions qui définissent un *écoulement sortant* du tube vers l'atmosphère extérieure à travers une *extrémité ouverte*, s'écrivent comme :

$$\rho_{M+2;B} u_{M+2;B} = Cd \cdot \rho_{M+1;B} u_{M+1;B} \quad (\text{III-19})$$

$$P_{M+2;B} = P_{ext} \quad (\text{III-20})$$

$$\frac{P_{M+2;B}}{\rho_{M+2;B}^\gamma} = \frac{P_{M+1;B}}{\rho_{M+1;B}^\gamma} \quad (\text{III-21})$$

Il s'agit dès lors d'une simple réécriture des conditions d'écoulement au point [0] du tube [A]. Ainsi, les conditions suivantes correspondent au fonctionnement d'un tube à *extrémité ouverte avec écoulement entrant*.

$$\rho_{M+2;B} \cdot u_{M+2;B} = Cd \cdot \rho_{M+1;B} \cdot u_{M+1;B} \quad (\text{III-22})$$

$$a_{M+2;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+2;B}^2 = a_{ext}^2 \quad (\text{III-23})$$

$$\frac{P_{M+2;B}}{\rho_{M+2;B}^\gamma} = \frac{P_{M+1;B}}{\rho_{M+1;B}^\gamma} \quad (\text{III-24})$$

On notera qu'il existe une alternative à la méthode des points fictifs, il s'agit de la méthode des caractéristiques. Cette dernière est généralement bien plus simple à mettre en œuvre ; elle utilise une formulation non-conservative et fait appel à différents niveaux de simplification. Cette formulation est à proscrire, généralement, pour les écoulements potentiellement choqués (comme pour les turbines par exemple).

### III.2.2. - Le modèle à simple singularité :

Ce modèle est très simple de conception puisqu'il s'agit là d'une simple lecture directe des champs caractéristiques de la turbine, assimilable à une simple singularité. Bien sûr, cette méthode implique l'utilisation de l'hypothèse d'un comportement quasi-stationnaire de la turbine. Ce modèle zéro-dimensionnel ne permet pas la prise en compte des effets de vidange-remplissage du fait de l'absence de volume permettant le stockage de masse de gaz (voir Figure III-8). C'est néanmoins un élément d'analyse robuste, permettant de comparer les modèles capacitifs et leurs comportements par rapport à un modèle strictement quasi-statique.

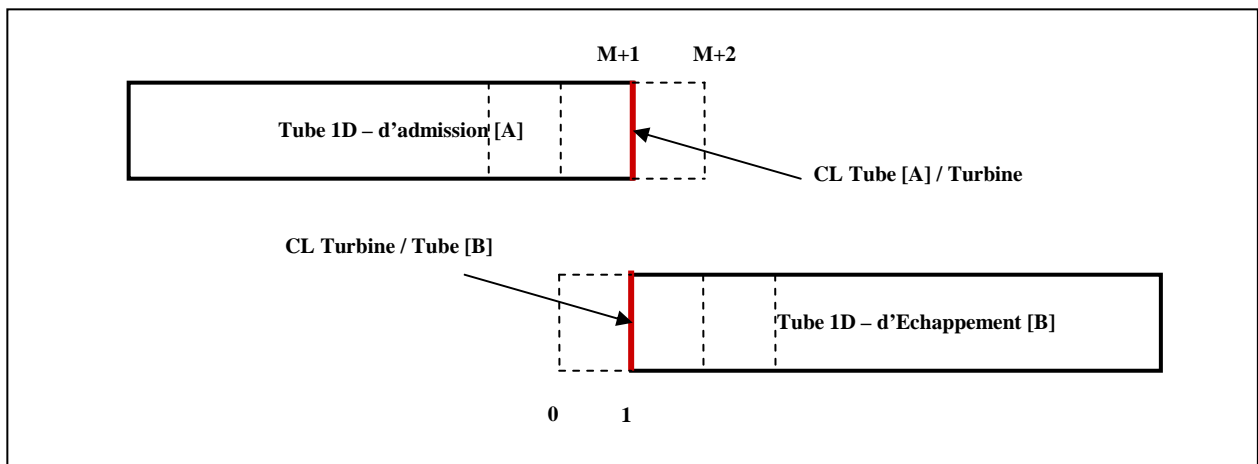


Figure III-8 : Représentation du structurelle du modèle de premier niveau.

La mise en équation de condition limite caractérisant l'écoulement sortant du tube [A] et entrant dans la turbine s'écrit :

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} \cdot S_{M+2;A} = Qm \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}}; T_{M+1;A}^* \right) \quad (\text{III-25})$$

$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+2;A}^2 = a_{M+1;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+1;A}^2 \quad (\text{III-26})$$

$$\frac{P_{M+2;A}}{\rho_{M+2;A}^\gamma} = \frac{P_{M+1;A}}{\rho_{M+1;A}^\gamma} \quad (\text{III-27})$$

De même, la définition de l'écoulement entrant dans le tube [B], et donc sortant de la turbine, s'écrit de la manière suivante :

$$\rho_{0;B} \cdot u_{0;B} \cdot S_{0;B} = Qm \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}}; T_{M+1;A}^* \right) \quad (\text{III-28})$$

$$a_{0;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{0;B}^2 = a_{M+1;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+1;A}^2 - (h_{M+1;A}^* - h_{1;B})_{Is} \cdot \eta_{TS} \cdot (\gamma-1) \quad (\text{III-29})$$

$$P_{0;B} = P_{1;B} \quad (\text{III-30})$$

Cette dernière relation, l'équation (III-30), implique l'hypothèse de jet à la sortie de la turbine, ainsi nous supposons que nous avons un jet à filets fluides parallèles et rectilignes. Par ailleurs, la fermeture du système s'effectue, comme pour les autres cas, en utilisant l'équation des gaz parfait et la célérité du son.

Pour chaque pas de temps du calcul numérique, il est nécessaire de déterminer la valeur du débit réduit traversant la turbine. Afin de connaître la valeur de débit réel qu'il est nécessaire d'appliquer aux conditions limites entre les tubes et la turbine, la relation de similitude sur les valeurs de débit est utilisée :

$$\frac{Qm_{red} \cdot P_{M+1;A}^*}{\sqrt{T_{M+1;A}^*}} = Qm \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}}; T_{M+1;A}^* \right) \quad (\text{III-31})$$

Ces valeurs sont calculées à partir des champs de débit extrapolés dont la méthode a été présentée dans le paragraphe III.1. -

Pour le cas de refoulement, la même méthodologie est appliquée, le résultat peut être estimé à partir d'un simple changement d'indice. Ainsi, les conditions limites à la singularité, pour un écoulement entrant dans le tube [A] correspondent à une sortie de type jet libre.

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} \cdot S_{M+2;A} = Qm \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}}; T_{M+1;A}^* \right) \quad (\text{III-32})$$



$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{M+2;A}^2 = a_{M+1;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{M+1;A}^2 \quad (\text{III-33})$$

$$P_{M+2;A} = P_{M+1;A} \quad (\text{III-34})$$

Les conditions limites suivantes correspondent à un *écoulement sortant* du tube [B], et entrant dans la turbine sans perte d'énergie et de masse, et selon une transformation à entropie constante ; la mise en équation du système s'écrit :

$$\rho_{0;B} u_{0;B} S_{0;B} = Qm \left( \frac{P_{M+1;A}^*}{P_{1;B}}; T_{M+1;A}^* \right) \quad (\text{III-35})$$

$$a_{0;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{0;B}^2 = a_{1;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{1;B}^2 \quad (\text{III-36})$$

$$\frac{P_{0;B}}{\rho_{0;B}^\gamma} = \frac{P_{1;B}}{\rho_{1;B}^\gamma} \quad (\text{III-37})$$

Chaque système d'équations d'ordre 2 est résolu grâce à l'utilisation de l'algorithme de Newton-Raphson. Le calcul des conditions d'écoulement est effectué à chaque pas de temps.

Comme signalé précédemment, ce modèle n'offre pas la possibilité de prendre en compte les phénomènes de stockage et de vidange ayant lieu à l'intérieur des éléments volumiques de la turbine. Pour palier ce défaut, il a été développé deux modèles supplémentaires.

### III.2.3. - Le modèle de turbine avec un volume 0D en amont d'une simple singularité :

Le comportement quasi-stationnaire d'un étage de turbine de turbocompresseur ne peut pas être vérifié dès lors que la fréquence des pulsations devient significative. En effet, lorsque la vitesse du moteur augmente la fréquence des pulsations augmente créant ainsi une transition progressive vers l'instabilité de fonctionnement. D'ailleurs, il est difficile et assez subjectif d'établir un indicateur fiable et performant de l'instabilité de l'écoulement dans les turbines de turbocompresseurs. Bien qu'il existe certains outils comme le nombre de Strouhal, le nombre de Womersley ou encore la fréquence réduite, l'utilisation de ces outils, parfois modifiés selon l'application, est très limitée aux comparaisons des résultats inter-modèles ou entre les résultats des modèles et les essais sur banc dynamique. En outre, cette approche n'est pas en mesure d'identifier une transition entre les différentes phases dynamiques de l'écoulement des gaz. L'idée fut donc de créer un modèle capable d'isoler le phénomène de vidange-remplissage.

Le modèle proposé est d'ailleurs exclusivement un modèle de vidange-remplissage, parce que contrairement au modèle de Serrano *et al.* [204], il ne limite pas les effets de masse, dû à l'écoulement pulsé, en amont du modèle de turbine. Le débit de masse peut entrer et sortir du volume 0D représentant la volute sans changement d'entropie, ni perte de charge. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre I, de nombreux chercheurs ont observé et tenté de mesurer les phénomènes instationnaires. Comme indiqué par Copeland *et al.* [270], des découvertes fondamentales ont été accomplies dans ce domaine, deux des plus importantes sont certainement :

- Le volume d'air (volute), situé avant les parties actives (stator + rotor), agit comme un réservoir qui peut accumuler et relâcher de la masse de fluide sur un cycle de pulsation. Mais en plus de ce processus de vidange-remplissage, il y a une influence additionnelle des effets dynamiques des ondes sur les éléments longitudinaux. Ces deux effets déterminent le comportement dynamique de l'écoulement entrant dans le rotor et donc la puissance qu'il produit.
- Pour les gammes de fréquences rencontrées dans un moteur à combustion interne, la montée en pression est trop rapide pour permettre l'accumulation totale de la masse de fluide. Cette création d'hystérésis entre la pression et le débit masse peut produire une boucle caractéristique qui peut entourer la ligne caractéristique de fonctionnement quasi-stationnaire.

La simulation exclusive des phénomènes de vidange-remplissage dans la partie représentant la volute de turbine ne permet pas de capturer les effets acoustiques de l'écoulement. Ainsi, dans le modèle de turbine simple (voir Figure III-8 ), est insérée une condition limite de volume (0D) afin de créer une version de vidange-remplissage du modèle, représenté par la Figure III-9. Subséquemment, cette architecture du modèle rend impossible la résolution des variations des propriétés du fluide à travers la volute. En effet, cette approche globalisante ne permet pas la modélisation de l'évolution de l'écoulement le long de la volute.

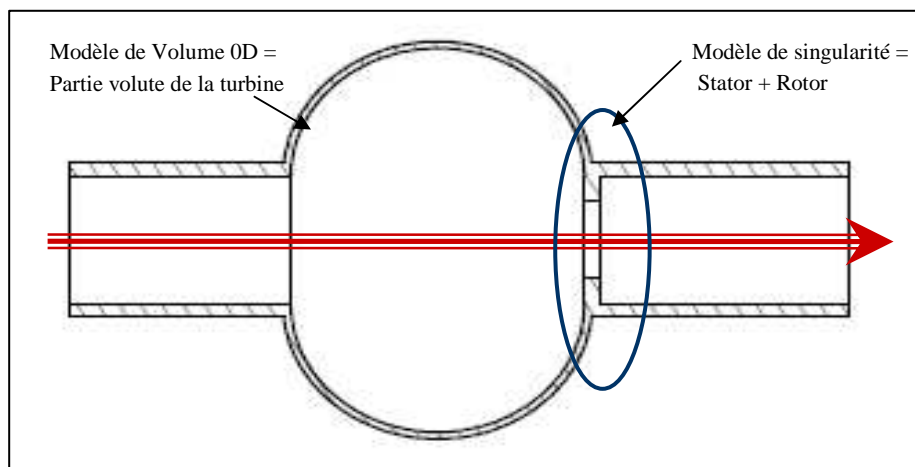


Figure III-9 : Schéma représentatif du modèle de turbine.

Ce modèle permet l'analyse des deux types de phénomènes mis en évidence sur les turbines fonctionnant en régime d'écoulement pulsé. En effet, en identifiant les conditions pour lesquelles le modèle de vidange-remplissage ne peut plus faire double emploi vis-à-vis du modèle 1D (cf. §III.2.4. -), la transition vers une instabilité, due aux effets dynamiques des gaz, peut être détectée.

En reprenant l'architecture présentée sur la Figure III-8 et en réécrivant les équations de la dynamique des gaz afin de les coupler au modèle de volume 0D, nous pouvons définir au point [M+2] du tube [A], pour un *écoulement sortant* du tube [A] et entrant dans le volume relatif à la volute de la turbine et entrant dans la turbine ; le système d'équation suivant :

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} = Cd \cdot \rho_{M+1;A} \cdot u_{M+1;A} \quad (\text{III-38})$$

$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+2;A}^2 = a_{M+1;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+1;A}^2 \quad (\text{III-39})$$

$$P_{M+2;A} = P_{Vol} \quad (\text{III-40})$$

Cette dernière relation implique l'hypothèse d'un jet à filets fluides parallèles et rectilignes. Pour le reste, nous pouvons aussi définir l'expression dynamique de l'*écoulement entrant* dans le tube [A], sortant de la volute, comme suit :

$$\rho_{M+2;A} \cdot u_{M+2;A} = Cd \cdot \rho_{M+1;A} \cdot u_{M+1;A} \quad (\text{III-41})$$

$$a_{M+2;A}^2 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot u_{M+2;A}^2 = a_V^2 \quad (\text{III-42})$$

$$\frac{P_{M+2;B}}{\rho_{M+2;B}^\gamma} = \frac{P_V}{\rho_V^\gamma} \quad (\text{III-43})$$

Avec Cd égal à l'unité (sinon, une réécriture du modèle est nécessaire). Le modèle de la turbine est décomposé en deux parties, la première étant le volume et la seconde, la restriction.

### **Modélisation du volume 0D :**

Pour définir les conditions aux limites du volume intermédiaire, le bilan de masse, le bilan d'énergie et l'équation d'état des gaz parfaits suffisent à résoudre le modèle de volume 0D en permettant de déterminer la pression, la masse et la température à chaque instant.

$$\frac{dm_{vol}}{dt} = \frac{dm_{stator}}{dt} - \frac{dm_{rotor}}{dt} \quad (\text{III-44})$$

$$\frac{dT_{vol}}{dt} = \frac{\gamma-1}{r \cdot m_{vol}} \cdot [\dot{W}_e - \dot{W}_s] - \frac{T_{vol}}{m_{vol}} \cdot \frac{dm_{vol}}{dt} \quad (\text{III-45})$$

$$P_{Vol} = \frac{m_{vol} \cdot r \cdot T_{vol}}{V_{vol}} \quad (\text{III-46})$$

Lors des phases dynamiques, il est possible d'avoir une opposition des vitesses d'écoulement aux bornes du volume. C'est pour cela que dans l'équation (III-45), le bilan d'énergie transférée par l'écoulement est désigné succinctement par la différence entre puissance totale entrante et puissance totale sortante.

Puissances / Sens de l'écoulement	$U > 0$	$U < 0$
$\dot{W}_e$	$h_{stator}^* \cdot \frac{dm_{stator}}{dt}$	$h_{vol}^* \cdot \frac{dm_{stator}}{dt}$
$\dot{W}_s$	$h_{vol}^* \cdot \frac{dm_{rotor}}{dt}$	$h_{rotor}^* \cdot \frac{dm_{rotor}}{dt}$

Tableau III-1 : Calcul des niveaux d'enthalpie en fonction du sens d'écoulement du fluide.

Ainsi noté, en utilisant les expressions présentées dans le Tableau III-1, il est possible de caractériser le comportement du volume intermédiaire pour tous les cas d'écoulement. L'expression (III-45) est la combinaison de la première loi de la thermodynamique, appliquée au volume, et de la loi des gaz parfait (eq.(III-46)). Ainsi, la résolution des équations de la dynamique des gaz dans le volume implique de résoudre l'équation différentielle (III-45) avec l'aide de l'expression (III-44) ; laquelle peut être résolue par diverses méthodes numériques telles que la méthode d'Euler ou la méthode de Runge-Kutta par exemple.

Plusieurs méthodes ont été testées, car dans un premier temps les méthodes les plus rapides et les plus simples ont permis de valider le codage du modèle de volume ; ensuite une optimisation a été nécessaire, convergent vers des schémas numériques plus complexes, afin de garantir une précision suffisante.

Le premier schéma de calcul utilisé est la *méthode d'Euler*. Il existe deux types de méthode d'Euler, la méthode *explicite* et la méthode *implicite*. La méthode numérique (III-48) est dite explicite car la valeur de  $T_{vol}$  à la date  $n+1$  peut être déterminée explicitement à partir de la valeur de  $T_{vol}$  à la date  $n$ . La méthode *implicite* (III-49) définit implicitement la valeur de  $T_{vol}(n+1)$ , imposant (sauf pour de rares cas particuliers) de résoudre l'expression (III-49) à l'aide d'une méthode itérative (à l'instar de l'algorithme de Newton-Raphson). La méthode d'Euler présente l'avantage d'être simple et très rapide, mais elle induit une erreur proportionnelle au pas d'itération, une erreur qui se propage rapidement et continuellement. Ainsi, plus le nombre d'itération est grand, plus l'erreur au pas de temps final est importante.

$$\frac{dT_{vol}}{dt} = f(t; T_{vol}) \quad (III-47)$$

$$T_{vol}(n+1) = T_{vol}(n) + \Delta t \cdot f(t_n; T_{vol}(n)) \quad (III-48)$$

$$T_{vol}(n+1) = T_{vol}(n) + \Delta t \cdot f(t_{n+1}; T_{vol}(n+1)) \quad (III-49)$$

Pour remédier en partie à ce problème, il est possible d'utiliser un schéma de type *prédicteur-correcteur* consistant à fait d'abord une prédiction de  $T_{vol}(n+1)$  à l'aide du schéma explicite (eq.(III-50)), puis une correction à l'aide du schéma implicite (eq.(III-51)).

$$\tilde{T}_{vol}(n+1) = T_{vol}(n) + \Delta t \cdot f(t_n; T_{vol}(n)) \quad (III-50)$$

$$T_{vol}(n+1) = T_{vol}(n) + \Delta t \cdot f(t_{n+1}; \tilde{T}_{vol}(n+1)) \quad (III-51)$$

La qualité des résultats obtenus n'étant pas tout à fait satisfaisante, d'autres solutions ont été prospectées. Le premier choix concerne le schéma le plus communément utilisé pour résoudre les équations différentielles ordinaires, le *schéma de Runge-Kutta*. Ce dernier permet de retrouver les bonnes propriétés des schémas de Taylor (à ordre de développement élevé), sans en présenter les inconvénients (calcul des dérivées successives de  $f$ ). L'algorithme utilisé pour la résolution du modèle de volume est le schéma de Runge-Kutta d'ordre 4, lequel est le plus utilisé pour les applications aux sciences de l'ingénieur.

Le principe de base repose sur la même méthode que celle d'Euler, à la différence près que Runge-Kutta pondère sa solution via les coefficients  $k_i$ . Le système d'équation ci-dessous (eq.(III-52) à (III-56)) illustre la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, qui a été choisie pour la résolution du système d'équations du volume 0D.

La solution de  $T_{Vol}$  au temps  $n + 1$ , à partir de l'équation différentielle (III-45), est définie en utilisant le schéma de Runge-Kutta d'ordre 4, telle que :

$$T_{Vol}(n+1) = T_{Vol}(n) + \frac{1}{6}(k_1 + 2 \cdot k_2 + 2 \cdot k_3 + k_4) \quad (III-52)$$

Les coefficients  $k_i$ , s'exprime de la manière suivante :

$$k_1 = \Delta t \cdot f(t_n, T_{Vol}(n)) \quad (III-53)$$

$$k_2 = \Delta t \cdot f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, T_{Vol}(n) + \frac{1}{2} \cdot k_1\right) \quad (III-54)$$

$$k_3 = \Delta t \cdot f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, T_{Vol}(n) + \frac{1}{2} \cdot k_2\right) \quad (III-55)$$

$$k_4 = \Delta t \cdot f(t_n + \Delta t, T_{Vol}(n) + k_3) \quad (III-56)$$

Nous pouvons remarquer que le principe de la méthode Runge-Kutta est d'estimer la valeur approchée de  $T_{Vol}(n+1)$  par la somme de la valeur actuelle  $T_{Vol}(n)$  et du produit de la taille du pas de temps  $\Delta t$  par la pente moyenne estimée.

Dans un deuxième temps, ou plutôt en parallèle, afin d'améliorer encore la vitesse et la précision du calcul, une routine permettant de résoudre analytiquement l'équation différentielle (III-45), mais de manière discrète, a été implémentée dans le code de calcul. Le processus impose d'opérer d'une manière particulière car le pas de temps d'itération dépend du pas de temps utilisé par l'algorithme HLL de résolution des éléments 1D (tubes). De fait, cette méthode nécessite de poser quelques hypothèses, l'équation (III-44) est supposée constante à chaque pas de temps d'itération, il en est de même pour le bilan d'énergie égal à

$$\frac{\gamma - 1}{r \cdot m_{vol}} \cdot [H_e^* - H_s^*] = (Cte)_t ; \text{ il s'agit des mêmes hypothèses que celles utilisées implicitement avec les schémas numériques précédents. Ainsi simplifiée, l'équation différentielle non-linéaire devient une équation différentielle ordinaire (III-57), dont la résolution devient relativement simple.}$$

$$T'_{Vol} = A - B \cdot T_{Vol} \quad (III-57)$$

La solution caractéristique de l'équation différentielle (III-57) est de la forme :

$$T_{Vol}(t) = C \cdot e^{-B \cdot t} + \frac{A}{B} \quad (III-58)$$

La constante d'intégration est résolue en posant le problème aux conditions initiales tel que :

$$T_{Vol}(0) = C + \frac{A}{B} \quad C = T_{Vol\_0} - \frac{A}{B} \quad (III-59)$$

La solution générale de notre système s'exprime comme :

$$T_{Vol}(t) = T_{Vol\_0} \cdot e^{-B \cdot t} + \frac{A}{B} \cdot [1 - e^{-B \cdot t}] \quad (III-60)$$

Or cette équation n'est valable, du fait des hypothèses précédentes, que sur un seul pas de temps. Il est donc nécessaire de la discrétiser afin de la rendre utilisable :

$$T_{Vol}(n+1) = T_{Vol}(n) \cdot e^{-B_n \cdot \Delta t} + \left(\frac{A}{B}\right)_n \cdot [1 - e^{-B_n \cdot \Delta t}] \quad (III-61)$$

Ainsi exprimée, l'équation (III-61) permet de trouver explicitement la valeur de  $T_{Vol}$  à la date  $n+1$  à partir de la valeur de  $T_{Vol}$ , et des coefficients  $A$  et  $B$ , à la date  $n$ . Au final, les pas de temps utilisés par le code étant extrêmement petit, la différence entre les résultats obtenus avec la méthode de Runge-Kutta et avec la méthode analytique, sont extrêmement faibles. Le choix s'est porté sur la méthode analytique discrète, parfois plus connue sous le nom de *méthode exponentielle d'Euler*, car elle permet d'avoir un très bon compromis entre l'erreur de calcul et le temps de calcul.

#### **Conditions au point [0] du tube [B] :**

A présent, tous les éléments permettant de caractériser l'écoulement sortant de la turbine ayant été vérifiés, il est possible de définir les conditions aux limites du point [0] du tube [B]. Considérant le sens de l'écoulement entrant comme entrant dans le tube [B], notre système s'écrit :

*La conservation de la quantité de masse :*

$$\rho_{0;B} \cdot u_{0;B} \cdot S_{0;B} = Qm \left( \frac{P_{Vol}}{P_{1;B}}; T_{Vol} \right) \quad (III-62)$$

*La conservation de l'énergie entre le volume et le point 0 :*

$$a_{0;B}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{0;B}^2 = a_{Vol}^2 - (h_{Vol}^* - h_{1;B})_{Is} \eta_{TS} (\gamma-1) \quad (\text{III-63})$$

Relation de transformation isobare entre le point 0 et le point 1 :

$$P_{0;B} = P_{1;B} \quad (\text{III-64})$$

Cette dernière relation implique l'hypothèse de jet à la sortie de la turbine, ainsi nous supposons que nous avons un jet à filets fluides parallèles et rectilignes.

De même, les conditions limites à la restriction, pour un *écoulement sortant*, correspondent à une condition de type jet libre à filets fluides parallèles. Le système est décrit comme suit :

La conservation de la quantité de masse :

$$\rho_{0;B} \cdot u_{0;B} \cdot S_{0;B} = Qm \left( \frac{P_V}{P_{1;B}}; T_V \right) \quad (\text{III-65})$$

Relation de transformation isobare entre le volume et le point 0 :

$$P_{0;B} = P_V \quad (\text{III-66})$$

Relation de transformation isentropique entre le point 0 et le point 1 :

$$\frac{P_{0;B}}{\rho_{0;B}^\gamma} = \frac{P_{1;B}}{\rho_{1;B}^\gamma} \quad (\text{III-67})$$

L'approche zéro dimensionnelle du volume décrite communément comme l'approche de vidange-remplissage est de conserver la masse et l'énergie à travers les conditions aux limites du modèle de volume, mais de ne pas prendre en considération le mouvement des gaz. Cette approche, bien que plus performante que l'approche quasi-stationnaire, induit potentiellement une certaine faiblesse (impliquée par l'hypothèse 0D) pour la prise en compte des effets dynamiques générés à de hauts niveaux d'instabilité où les effets cinétiques des gaz atteignent un niveau prépondérant.

C'est pourquoi, un modèle unidimensionnel de turbine a été créé afin de comparer les performances des deux approches de modélisation de la volute.

### III.2.4. - Le modèle de turbine avec un volume 1D en amont d'une simple singularité :

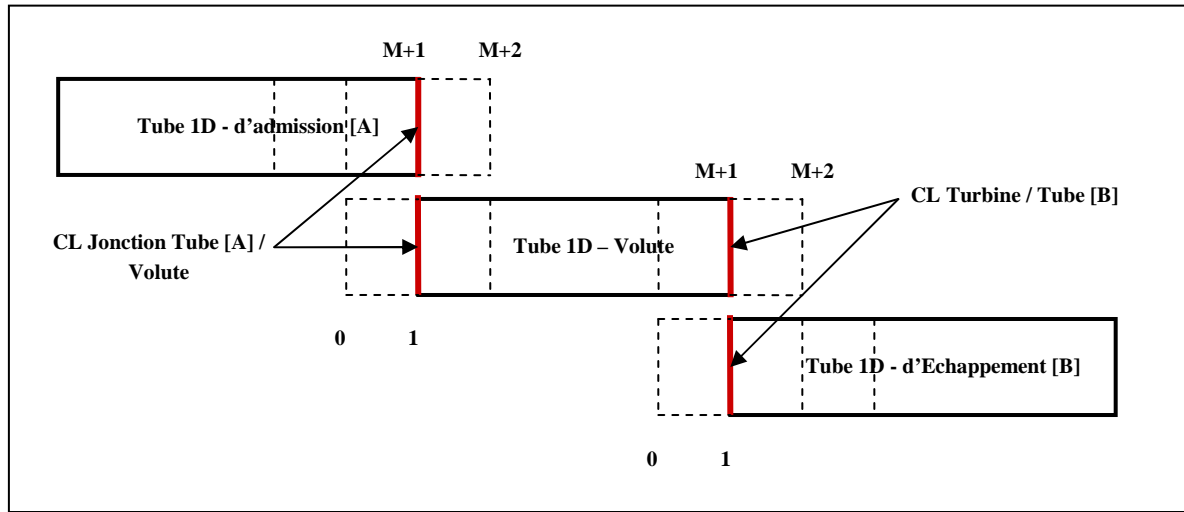


Figure III-10 : Représentation structurelle du modèle de troisième niveau (volume 1D).

La Figure III-10 représente la structure du modèle développé à partir d'éléments unidimensionnels. Comme pour les autres modèles, il y a deux éléments tubulaires unidimensionnels disposés de part et d'autre du modèle de turbine. Ces éléments servent à caractériser de manière numérique l'influence de la tubulure d'admission (repéré [A]) et d'échappement (repéré [B]) sur le comportement de la turbine. Le modèle de turbine est donc composé d'un tube unidimensionnel, représentant la volute, et d'une restriction de passage, modélisant l'expansion des gaz et le travail récupéré, utilisant directement les champs extrapolés de la turbine. Les dimensions du tube unidimensionnel ont été définies de la manière suivante : le modèle de volute a le même diamètre que le tube d'admission, la section est constante, et sa longueur est estimée à partir du volume de la volute réelle et du diamètre du tube d'admission (eq.(III-68)).

$$L_{Volute\_Modèle} = \frac{4 \cdot V_{Volute\_Réelle}}{\pi \cdot \phi_{Tube}^2} \quad (III-68)$$

La condition limite de jonction entre le tube d'admission [A] et la volute est une jonction parfaite (sans pertes de charge singulière, sans recirculation,...) c'est-à-dire qu'il y a une égalité parfaite entre les conditions d'écoulements à la maille M du tube [A] avec celles du point fictif 0 de la volute et les conditions d'écoulement à la maille 2 de la volute avec celles à la maille M+2 du tube [A]. Cela implique une conservation totale du débit masse, du bilan de quantité de mouvement et de conservation de l'énergie entre la maille M+1 du tube [A] et la maille 1 de la volute.

La condition limite entre le modèle de turbine et le tube d'échappement [B] permet de conditionner le paramètre de débit traversant la turbine et le rendement instantané de cette dernière. Le codage de cette partie reprend l'approche utilisée pour le modèle quasi-stationnaire (III.2.2. -).



### III.3. - COMPARAISON NUMERIQUE DES MODELES :

Comme pour la partie présentée dans le Chapitre II, ce paragraphe traite de plusieurs cas de fonctionnement de la turbine. Les simulations réalisées en régime d'écoulement permanent servent à vérifier la fidélité du modèle de turbine par rapport aux champs des valeurs caractéristiques établies dans les mêmes conditions de fonctionnement. Alors que les simulations réalisées en régime d'écoulement instationnaires visent à estimer de manière cohérente les performances de la turbine et leurs relations avec différents paramètres de fonctionnement.

#### III.3.1. - Simulations en régime d'écoulement stationnaire :

Les essais en régime d'écoulement stationnaire ont été réalisés pour une gamme de pression totale à l'admission allant de 120 000 à 350 000 Pa, par pas de 10 000 Pa ; avec une vitesse de rotation de l'arbre de la turbine  $N_{turb} = 120\,000 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$ . A chaque pas de pression les valeurs du débit d'entrée et du débit sortie du modèle de turbine sont calculées. Lorsqu'elles répondent aux conditions choisies (résidu inférieur à  $10^{-8}$ ) la valeur est enregistrée et la routine passe au pas suivant.

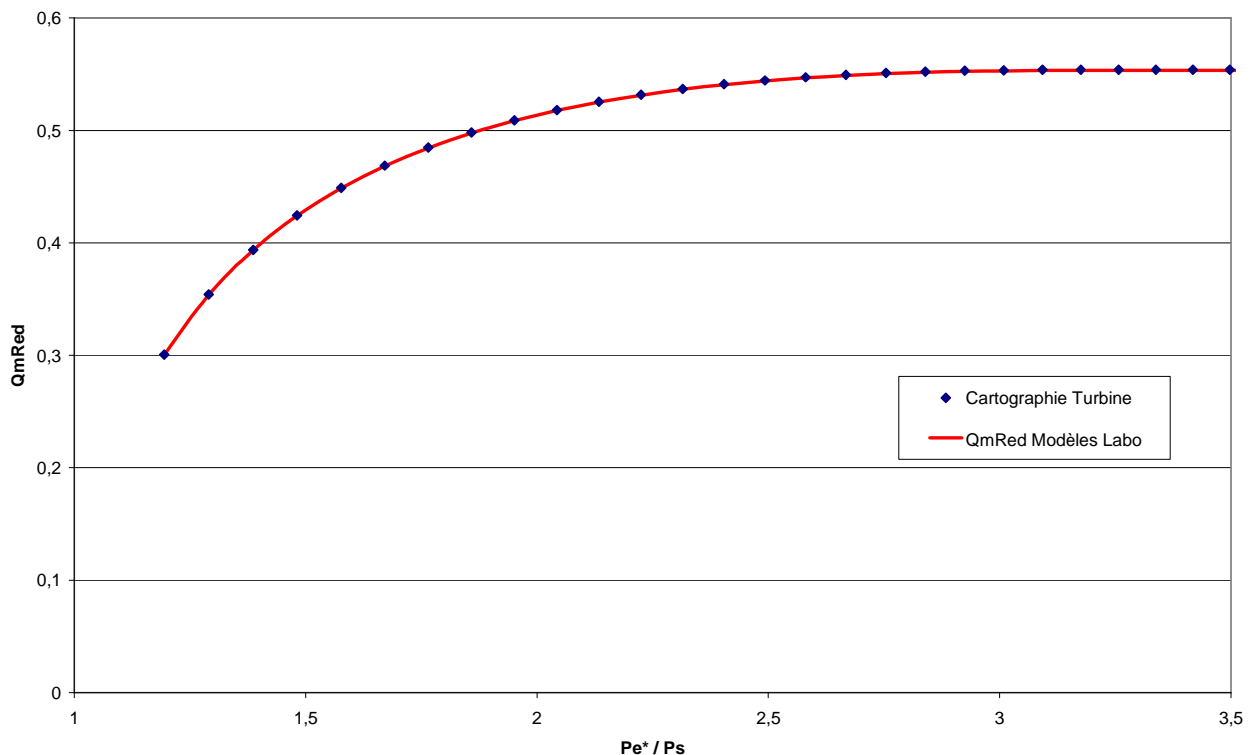


Figure III-11 : Champs des débits réduits calculés par les modèles développés au laboratoire ; VGT=0%.

La Figure III-11 illustre la très bonne fidélité du modèle, en régime d'écoulement stationnaire, entre les valeurs de la cartographie et les valeurs modélisées. Les trois modèles ayant exactement les mêmes performances en stationnaire, une seule courbe (relative au modèle pourvu du volume 0D) a été tracée.

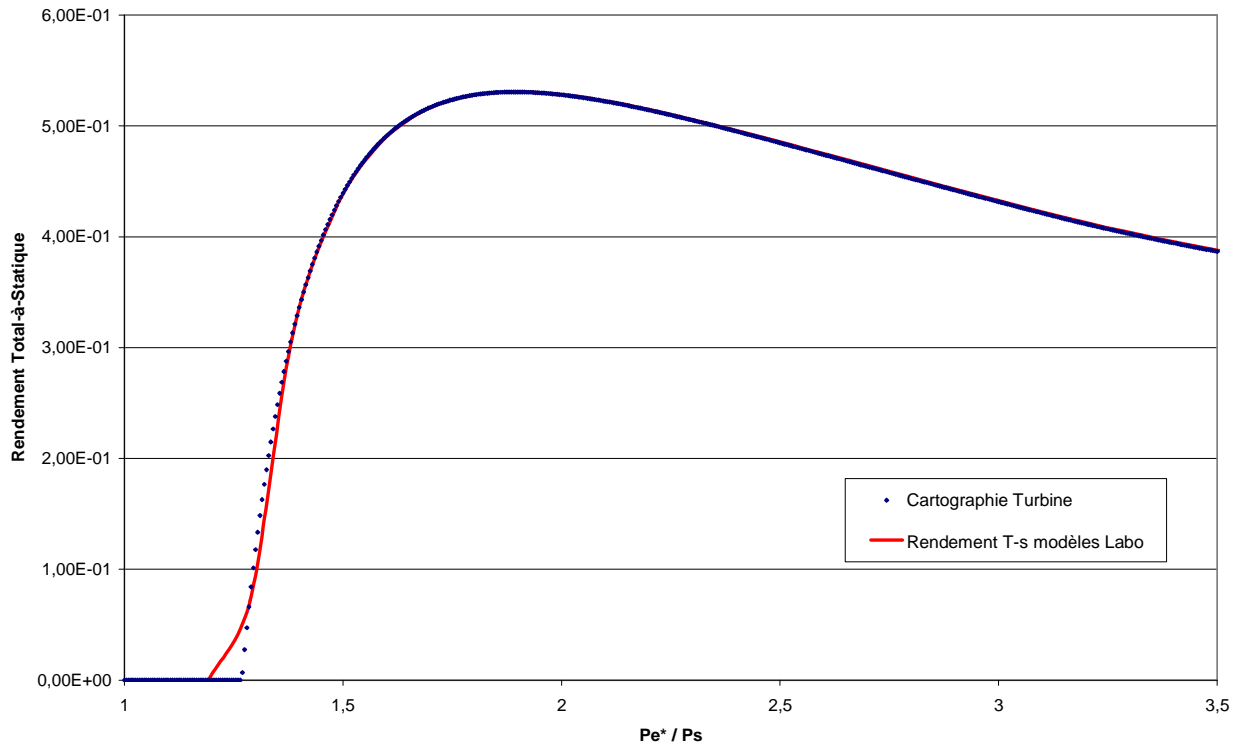


Figure III-12 : Champs des rendements T-s calculés par les modèles développés au laboratoire ; VGT=0%.

Avec la même routine que précédemment, il est possible de tracer l'évolution du rendement total-à-statique de la turbine. La Figure III-12 montre les résultats de ces essais réalisés en régime stationnaire. Comme pour le débit réduit, la fidélité du modèle entre les valeurs simulées et les valeurs réelles mesurées sur banc, est excellente. La petite différence obtenue pour un taux de détente de 1,3 provient simplement d'un pas de pression trop important. Ces modèles retranscrivent parfaitement le comportement d'une turbine soumise à un régime d'écoulement stationnaire ; la suite de cette section présente leurs performances en régime d'écoulement instationnaire.

### III.3.2. - Simulations en régime d'écoulement instationnaire :

Lors des simulations de fonctionnement de la turbine en régime d'écoulement pulsé, plusieurs types d'oscillation de pression ont pu être testés. Les ondes de pression de type sinusoïdale permettent, par leur nature d'onde harmonique simple, de mettre en lumière les interactions entre les phénomènes de résonance acoustique et les effets de l'écoulement gazeux. Ce type de simulation peut aussi convenir à la modélisation des performances liées au comportement d'une turbine en sortie d'un moteur multicylindre. Les ondes de type « cloche » permettent une correspondance et une appréciation plus correcte du comportement d'une turbine fixée à la tubulure d'échappement d'un moteur à combustion interne (monocylindre particulièrement).

#### III.3.2.1. - Simulation avec une excitation sinusoïdale :

Les détails des simulations sont présentés dans le Tableau III-2 ci-dessous.

<b><u>Les Paramètres d'excitation :</u></b>	
Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	50 kPa
Température totale d'excitation :	293 K
Fréquence de pulsation :	20, 40, 60 et 80Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	120 000 tr.min <sup>-1</sup>
<b><u>Les Paramètres géométriques :</u></b>	
Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	Admission et Echappement = 0,5 m

Tableau III-2 : Caractéristiques de configuration de la simulation.

La Figure III-13 illustre l'évolution du débit réduit admis par la turbine en fonction des quatre fréquences de pulsations présentées : 80Hz , 60Hz, 40Hz et 20Hz correspondent respectivement à des régimes de 2400, 1800, 1200 et 600tr.min<sup>-1</sup> pour un moteur 4 temps disposant de 4 cylindres avec un collecteur d'échappement de forme 4-en-1. Comme pour la comparaison des modèles de Payri et *al.*[101] et Serrano et *al.* [204], la gamme de fréquence de pulsation moteur à été choisie car elle se situe dans la zone principale de travail des moteurs quatre cylindres Diesel d'automobile (sauf pour le régime 600tr.min<sup>-1</sup> servant à analyser l'influence d'une très basse fréquence de rotation). Tandis que les valeurs des longueurs des tubes d'admission et d'échappement ont été choisies de manière à ne pas trop différer de ceux utilisés sur le banc d'essais (qui sera présenté dans le chapitre 4). Sur cette figure, les résultats issus du modèle quasi-statique ne sont pas exposés, car ils ne présentent pas d'intérêt particulier pour l'analyse de ces résultats.

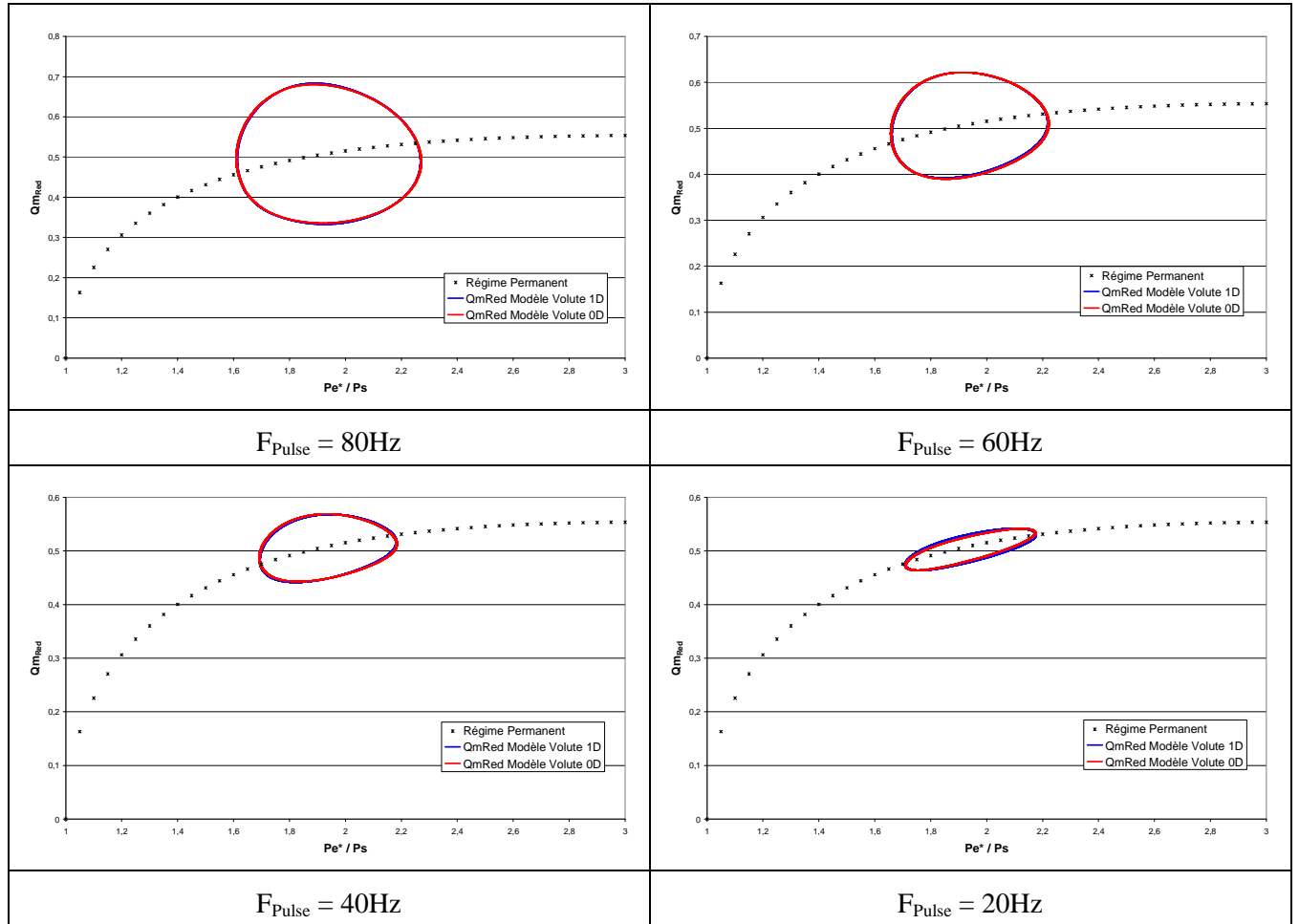


Figure III-13 : Evolution du débit réduit admis, en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80,60,40 et 20Hz.

La Figure III-13, montre nettement l'évolution de la boucle d'hystérésis en fonction de la fréquence des pulsations de pression. A 20Hz, cette boucle d'hystérésis est assez contenue, et une très faible différence est visible entre les deux types de modélisation volumique de la turbine. La boucle d'hystérésis issue du modèle pourvu d'un volume 1D se révèle être très proche de celle issue du modèle pourvu d'un volume 0D. L'augmentation de la fréquence de pulsation entraîne une augmentation non-négligeable de la boucle d'hystérésis. A 80Hz, la boucle décrit quasiment un cercle. Ce phénomène provient du fait que ces deux modèles, et contrairement aux deux modèles bibliographiques testés, sont pourvus d'une entrée libre c'est-à-dire sans perte de charge ou restriction de débit en entrée. Cette option a pour effet de rendre le modèle fortement dépendant des éléments de liaisons (tubes) d'une part, et de ne pas limiter les mouvements de masse de fluide d'autre part. Par ailleurs, lorsqu'un système entre en résonance, l'onde de pression et l'onde de vitesse sont en quadrature de phase ; ainsi dans ce cas précis, le diagramme pression / débit fournit un cercle parfait. En connaissance de cela, la fréquence de pulsation de 80Hz est très proche de la fréquence de résonance du système. L'élément le plus notable est que le type de modèle utilisé reproduit convenablement la fréquence de résonance du système.

Par contre, du point de vue de l'amplitude des variations du taux de détente, les deux modèles ont des résultats assez semblables, et cela pour toutes les fréquences de pulsation testées.

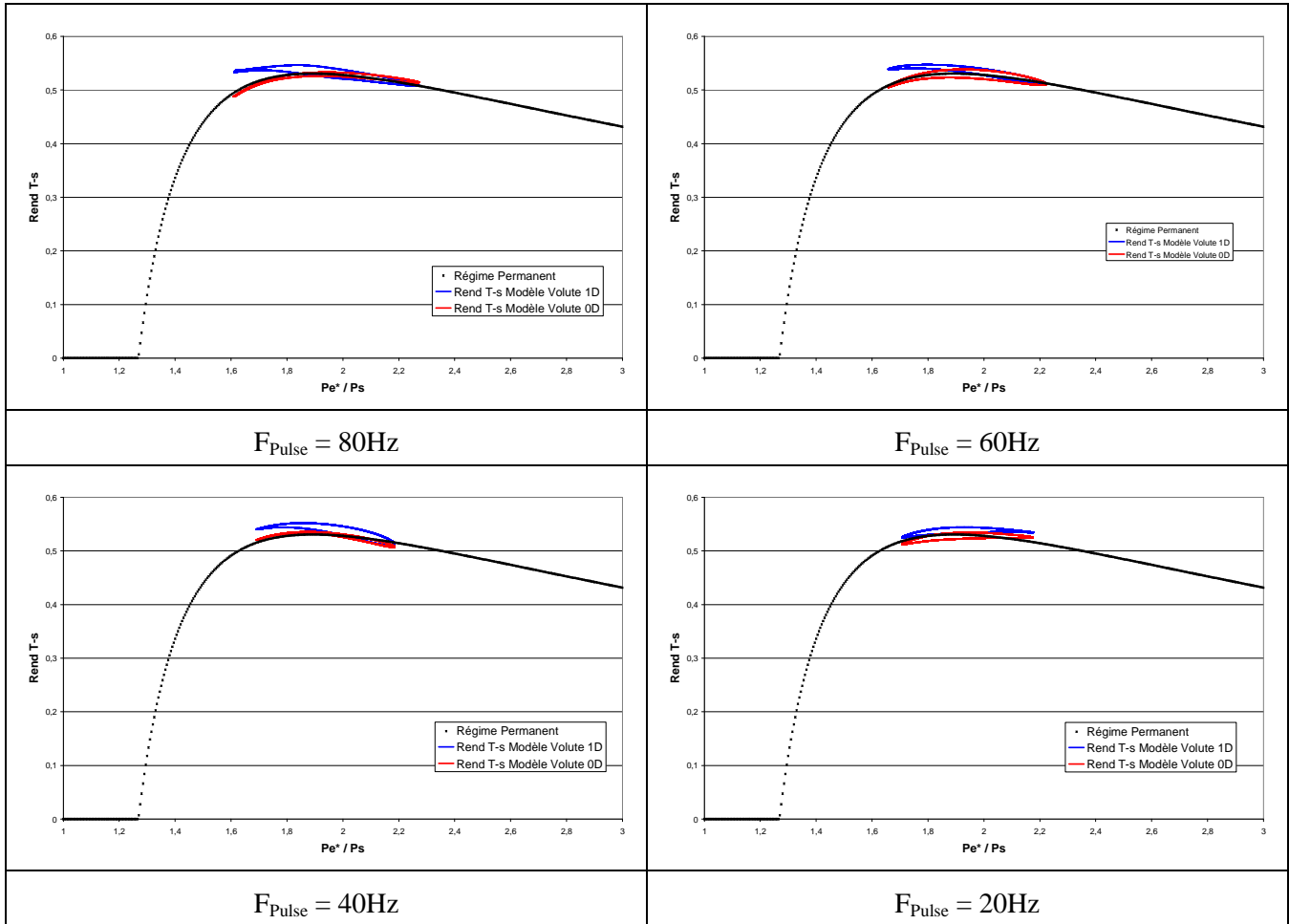


Figure III-14 : Evolution du rendement total-à-statique, en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80, 60, 40 et 20Hz.

Concernant le rendement de la turbine, Figure III-14, les résultats sont très proches dans l'ensemble. A 20Hz, le modèle 1D évalue des valeurs de rendement légèrement supérieures à celles obtenues avec le modèle 0D et celles issues de la courbe caractéristique issue de la cartographie de la turbine, mais l'amplitude des variations de rendement et de taux de détente sont similaires. A partir de 40Hz, une légère divergence apparaît : aux faibles taux de détente le rendement calculé par le modèle 1D est légèrement supérieur au modèle 0D qui suit la courbe quasi-stationnaire. De plus, l'hystérésis aussi est sensiblement plus important avec le modèle 1D qu'avec le modèle 0D ; mais cette tendance est complètement atténuée pour la fréquence de 60Hz. Mais pour tous les cas, le rendement prédit par le modèle ayant un volume 1D est supérieur, aux plus faibles taux de détente, au rendement établi par le modèle pourvu d'un volume 0D. Cette tendance est clairement due à la différence physique entre les deux modèles. C'est-à-dire que pour le modèle pourvu d'un volume 1D, le temps de transport de l'onde de pression dans la volute n'est pas négligeable et induit un déphasage chronique avec la méthode 0D. De plus, un autre paramètre à ne pas négliger est la prise en compte, pour le modèle 1D, des frottements pariétaux au sein de la volute de la turbine. Mais comme il est possible de le voir sur les essais numériques en écoulement stationnaire, ce choix n'influence pas de manière notable les résultats entre chaque modèle.

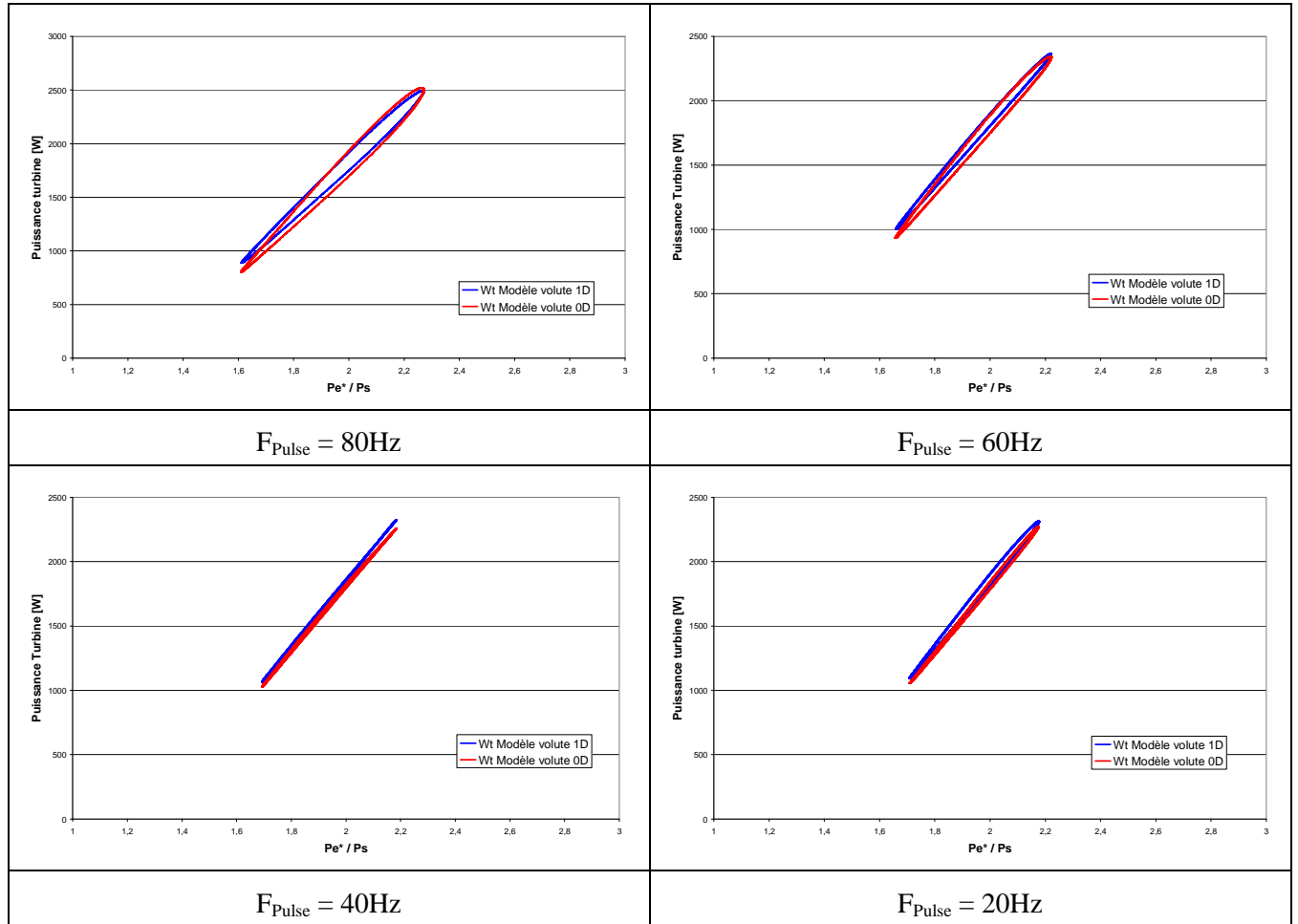


Figure III-15 : Evolution de la puissance mécanique de la turbine, en fonction du taux de détente, pour les fréquences de 80, 60, 40 et 20Hz.

Du point de vue de la puissance mécanique récupérée par la turbine, les performances en termes de débit étant comparables, la dynamique de ce paramètre est fortement dépendante de l'évolution du rendement instantané. Ainsi à 20Hz et 40Hz, le modèle 1D, comme pour l'estimation du rendement, surestime très sensiblement la puissance transformée par la turbine. A 60 Hz et 80Hz, cette tendance à la surestimation globale est uniquement dévolue aux zones à faible taux de détente.

Néanmoins, les ordres de grandeurs et les valeurs minimales et maximales sont très similaires d'un modèle à l'autre.

Comme pour les simulations présentées dans le Chapitre II, une augmentation croissante de l'amplitude de variation du taux de détente allant de pair avec l'augmentation de la fréquence peut être observée. Il s'agit sans doute, comme précédemment, d'un phénomène de résonance acoustique fortement dépendant des éléments de liaisons. Mais des questions subsistent, l'architecture des modèles a-t-elle un lien prépondérant dans cette mécanique ? Le choix du degré de développement de la volute (1D / 0D) modifie-t-il les caractéristiques acoustiques du modèle ?

### III.3.2.2. - Etude du phénomène de résonance acoustique :

Afin de rendre les résultats comparables avec ceux établis dans le Chapitre II, les mêmes configurations de simulation ont été choisies (voir Tableau III-3).

#### Les Paramètres d'excitation :

Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	50 kPa
Température totale d'excitation :	293 K
Fréquence de pulsation :	10 à 200Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	120 000 tr.min <sup>-1</sup>

#### Les Paramètres géométriques :

Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	<u>Cas n°1</u> : Admission et Echappement = 0,5m <u>Cas n°2</u> : Admission = 0,5m, Echappement = 0,0m <u>Cas n°3</u> : Admission = 0,1m, Echappement = 0,0m

Tableau III-3 : Caractéristiques de configuration des simulations.

La Figure III-16 retrace l'évolution du coefficient des variations de pression dans le tube d'admission à la turbine, selon la configuration d'essai n°1. Comme pour les cas précédents, les valeurs ont été adimensionnées par rapport à l'amplitude de variation du signal d'excitation en pression. Clairement, les modèles pourvus d'un volume entraînent une diminution de la fréquence propre du système ; le modèle disposant du volume 0D résonne à 120Hz, celui disposant d'un volume 1D résonne à 124Hz alors que le modèle quasi-statique, dépourvu de volume de stockage, résonne à 155Hz. Si l'on se reporte aux résultats obtenus pour le modèle de Serrano *et al.* [204] et le modèle de Payri *et al.* [101], les fréquences propres des deux modèles capacitifs ont une fréquence de résonance légèrement inférieure à ces derniers (136Hz et 133Hz respectivement).

Afin de déterminer l'analogie acoustique (tube ouvert, tube fermée, ...) des modèles testés, il est nécessaire de procéder par élimination. Les résultats du cas test n°2 présenté dans la Figure III-17 permettent de caractériser la tendance acoustique des systèmes étudiés. Ainsi, même si la forme du tracé représentant l'évolution de l'amplitude des variations de la pression totale d'admission en fonction de la fréquence des pulsations change beaucoup, les valeurs des fréquences propres de résonance ne sont pas fondamentalement modifiées. La fréquence propre du modèle de vidange-remplissage (volume 0D) reste de 120Hz, de même que pour le modèle 1D dont la fréquence stagne à 124Hz ; seul le modèle quasi-statique voit sa fréquence propre augmenter légèrement pour atteindre 165Hz environ.

Se référant au Tableau II-3, le comportement du système modélisé est assimilable à un *tube fermé* pour le modèle quasi-stationnaire, et à un *tube partiellement fermé* pour les modèles disposant d'un volume de stockage. Ce comportement avait aussi été constaté avec les modèles issus de la bibliographie. Le modèle de turbine réagit comme un élément semi-opaque, sous-entendu qu'il ne laisse remonter que très peu d'informations situées en aval de la condition limite relative à la turbine.

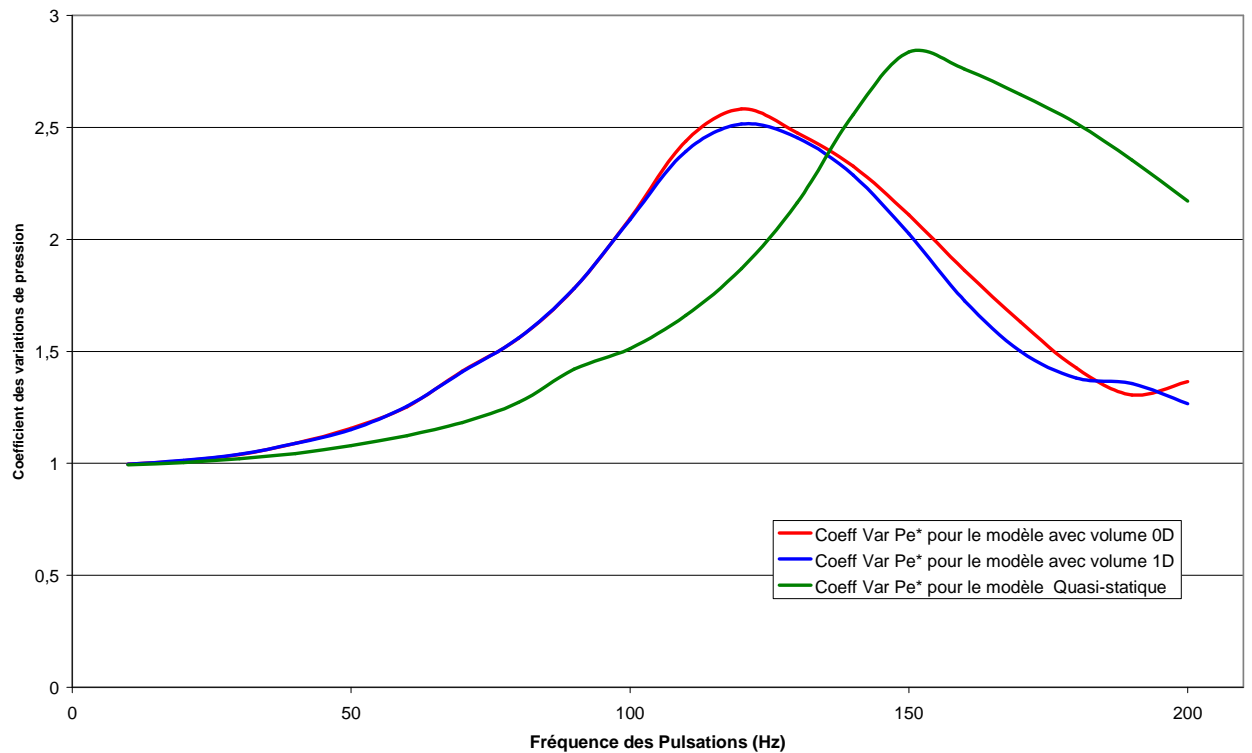


Figure III-16 : Evolution du coefficient des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°1.

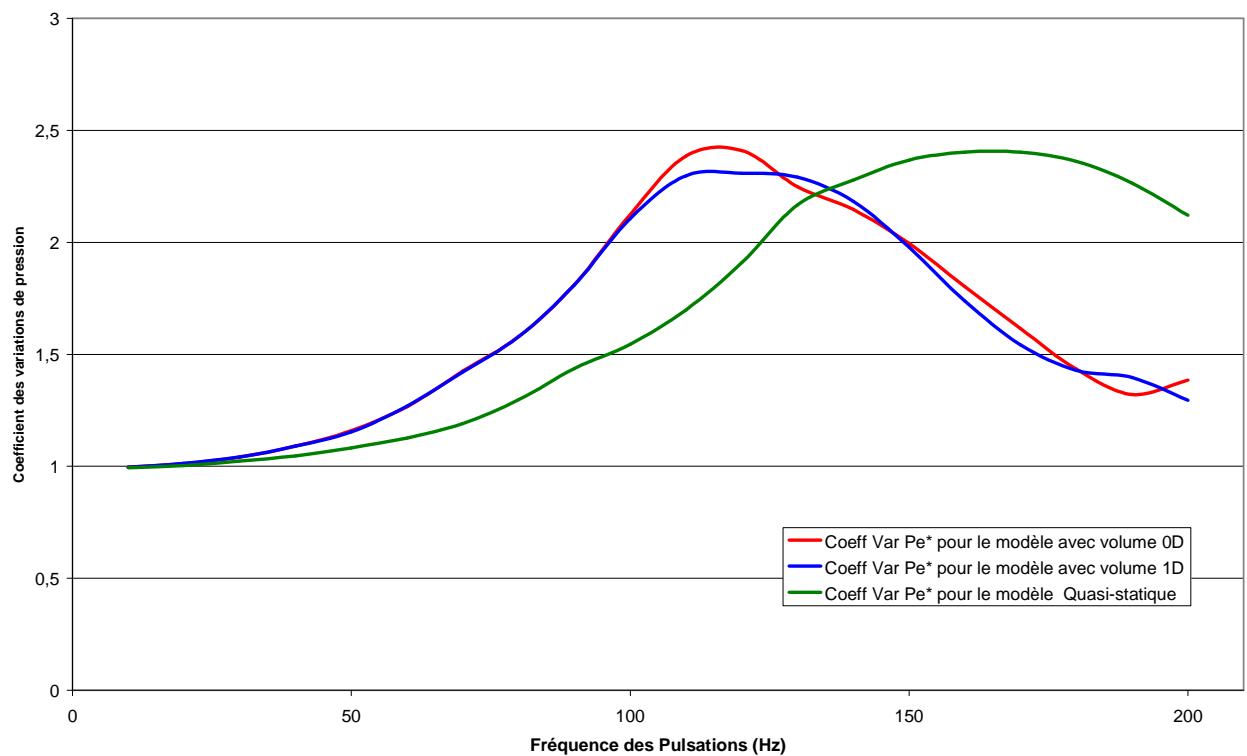


Figure III-17 : Evolution du coefficient des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°2.



Les résultats présentés sur la Figure III-18 retranscrivent l'évolution de l'amplitude des variations de pression, caractérisant une évolution significative de la fréquence propre du système. Une courbe extrapolée à partir des valeurs théoriques, relative au comportement acoustique d'un tube ouvert, a été tracée afin d'illustrer les différences de comportement de chaque modèle. Clairement, les deux modèles capacitifs ont des tendances similaires alors que le modèle quasi-stationnaire, qui a une fréquence de résonance plus élevée, se détache nettement du comportement des deux autres modèles. Le calcul théorique du premier mode de résonance d'un tube fermé, à une seule extrémité ouverte, fournit une fréquence de 763,63Hz. Compte tenu de l'évolution de l'amplitude des variations de la pression totale d'admission de la turbine, et donc des fréquences propres du système, pour les trois cas tests simulés le comportement du modèle est fortement lié aux caractéristiques du tube d'admission, et a un comportement acoustique tendant à être similaire à un *tube fermé*. Ainsi aux vues des différents résultats, il s'agit comme pour les modèles de Serrano *et al.* [204] et Payri *et al.* [101], d'une similitude acoustique que l'on qualifiera d'analogie à *un tube partiellement fermé*. Il ne faut pas oublier que le cas testé est effectué à partir de la cartographie relative à une turbine (à géométrie variable) dont la géométrie est fixée en position fermée ; il est donc probable que la modification d'ouverture des ailettes de la géométrie variable, et donc de la capacité de débit, entraîne une variation notable de la tendance relevée ici.

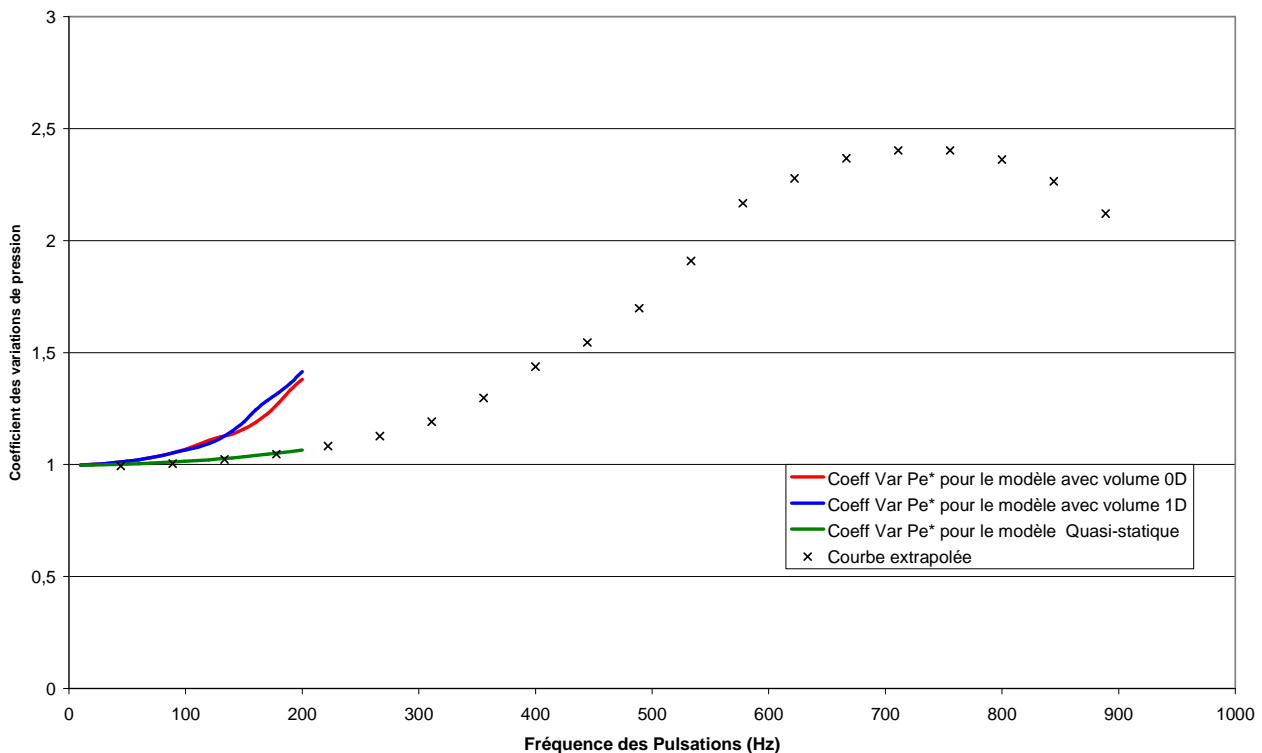


Figure III-18 : Evolution du coefficient des variations de la pression totale d'admission pour chaque modèle, pour un balayage en fréquence allant de 10Hz à 200Hz et pour des conditions de simulations associées au cas n°3.

**III.3.2.3. - Simulation avec une excitation non-sinusoidale :**

Pour la plupart des applications aux moteurs à combustion interne, les impulsions de pression à l'échappement ne peuvent pas être assimilables à une excitation sinusoïdale. En ce sens, l'excitation « en cloche » est plus appropriée pour estimer les performances de la turbine en s'approchant du cas de fonctionnement réel. Cette section a pour but de définir et d'analyser les performances des modèles testés en régime d'écoulement hautement instationnaire. Le modèle quasi-stationnaire permettra de faire un lien qualitatif entre les diverses simulations.

Dans cette section, j'ai choisi de présenter des résultats de simulations en relation avec des résultats d'une campagne de mesure sur banc d'essai. La configuration, semblable à celle réalisée pour les essais des modèles bibliographiques, est présentée dans le Tableau III-4.

<b><u>Les Paramètres d'excitation :</u></b>	
Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	125 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	35 kPa
Température totale d'excitation :	330 K
Fréquence de pulsation :	33,59Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	85 000 tr.min <sup>-1</sup>
<b><u>Les Paramètres géométriques :</u></b>	
Diamètre des tubes :	31,8 mm
Longueur des tubes :	Admission et Echappement = 0,5 m

Tableau III-4 : Caractéristiques de configuration de la simulation.

La Figure III-19 montre les résultats des pressions statiques d'entrée et de sortie de la turbine. Plusieurs phénomènes sont mis en lumière. Tout d'abord, le modèle quasi-stationnaire atteint une pression statique d'admission inférieure à celle atteinte par les deux autres modèles, mais possède un niveau d'amortissement de l'onde de pression inférieur ; la masse d'air supplémentaire apportée par l'adoption d'un volume en amont du modèle de turbine joue un rôle majeur dans ce phénomène. La différence notable des valeurs maximales de la pression d'admission entre le modèle quasi-stationnaire et les modèles capacitifs, s'explique pour une part prépondérante par les caractéristiques acoustiques de chaque modèle. En effet, si l'on se reporte aux résultats de la Figure III-16, nous pouvons retracer clairement la tendance affichée sur la Figure III-19. Ensuite, un déphasage temporel, continu, entre le modèle quasi-stationnaire et les modèles capacitifs est remarquable. Sur l'onde principale de pression, les trois modèles sont sensiblement en phase, mais sur le premier rebond il y a un déphasage de type quart d'onde et enfin un déphasage en opposition de phase sur les deux rebonds suivants. Cela montre que les modèles volumiques ont une dynamique différente du modèle quasi-stationnaire, et que ses caractéristiques dynamiques sont aussi dépendantes du niveau d'excitation du système.

La Figure III-20 retrace l'évolution du débit masse admis par la turbine, en fonction du temps. Ici aussi, la différence entre le modèle quasi-stationnaire et les modèles capacitifs est importante. Logiquement, le débit masse admis par le modèle quasi-stationnaire suit parfaitement l'évolution des pressions, et donc

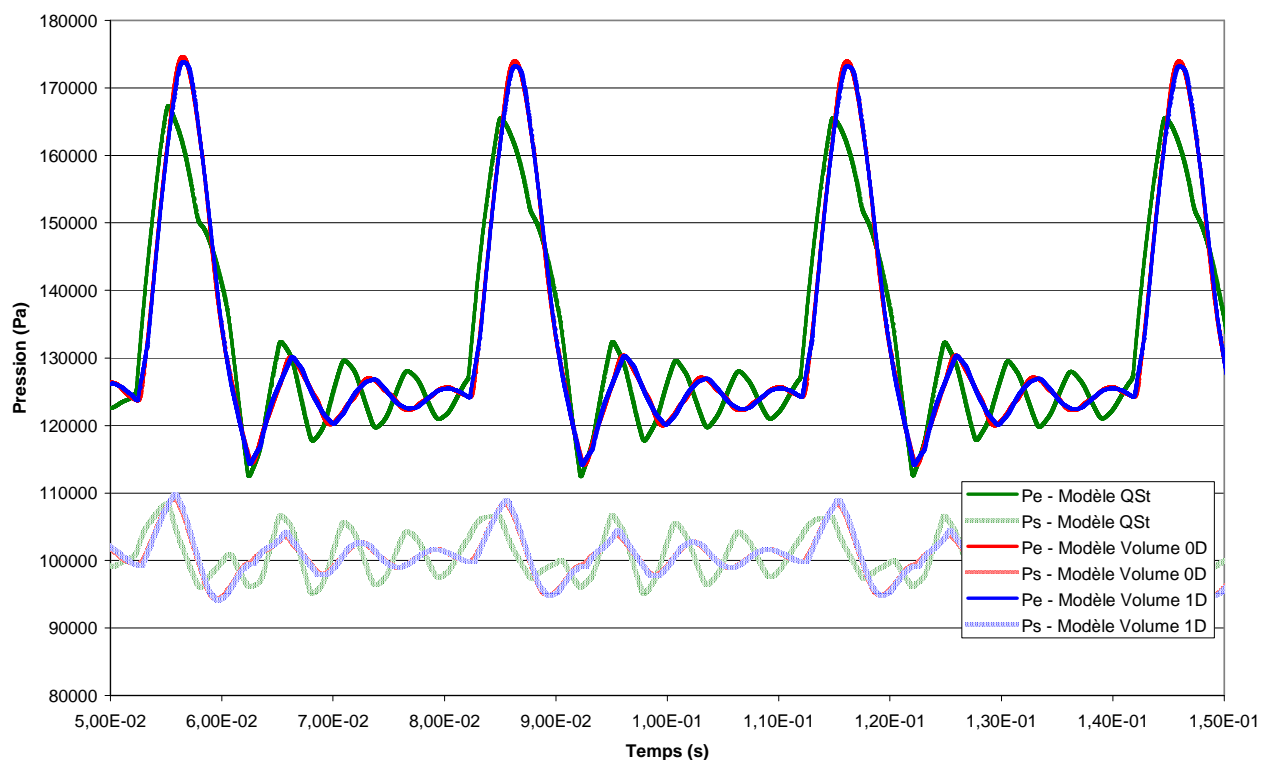


Figure III-19 : Evolution des pressions statiques d'admission et d'échappement du modèle de turbine à partir d'une onde de pression idéalisée.

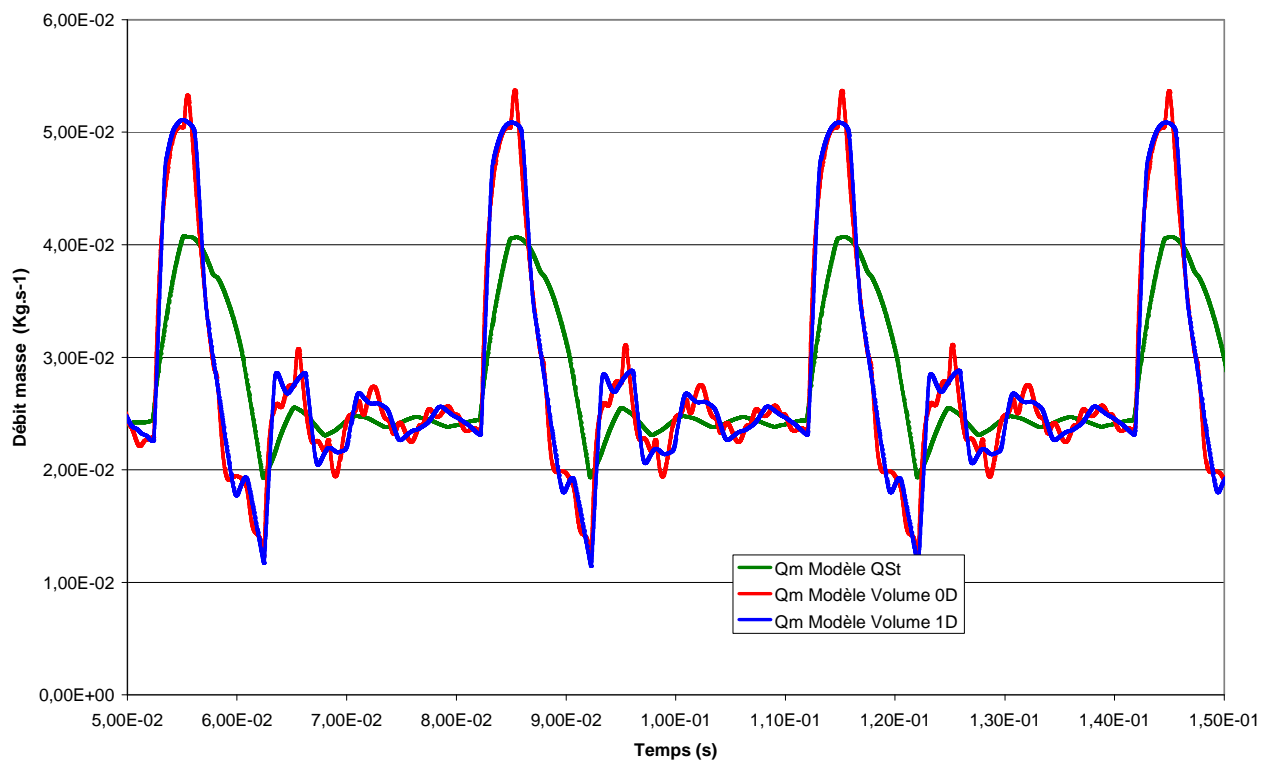


Figure III-20 : Evolution du débit masse admis pour chaque modèle de turbine, en fonction du temps.

du taux de détente aux bornes de la turbine. Les modèles pourvus de volumes de stockage produisent des résultats très différents ; les variations de débits sont beaucoup plus importantes et sont plus indépendantes des variations de pression aux bornes de la turbine. Plusieurs paramètres caractérisent ce comportement ; l'entrée libre au volume représentant la volute est un des principaux paramètres impactant ce phénomène. Etant donné qu'il n'y a aucune perte de charge singulière à l'entrée du modèle de turbine, le flux d'air est libre de se mouvoir à travers le volume, il n'est pas contraint. Cette liberté entraîne des mouvements de fluide maximaux, dépendant des conditions amont, des conditions dans le volume, et des conditions d'échappement du modèle de turbine. De fait, la cartographie de la turbine n'a qu'une influence tendancielle sur le débit admis. Plusieurs méthodologies peuvent être imaginées pour limiter ce phénomène, celle développée par Serrano *et al.* [204] et Payri *et al.* [101] en est une illustration. D'ailleurs, il est remarquable de voir à quel point leurs modélisations sont très proches du comportement du modèle quasi-stationnaire testé ici (voir Figure II-21 et Figure II-22). Le positionnement d'une restriction (= pertes de charge) à l'admission de la turbine permet de modérer les effets de volumes et donc la taille de la boucle d'hystérésis.

La Figure III-21 et la Figure III-22 montrent les résultats, pour les trois modèles, du débit réduit instantané et de la puissance mécanique instantanée, en fonction du taux de détente global aux bornes de la turbine. Sur la Figure III-21 la différence entre le modèle au comportement quasi-stationnaire et les modèles dynamiques est claire, le modèle quasi-stationnaire ne permettant pas la naissance d'une boucle d'hystérésis. En revanche, les modèles pourvus d'un volume de stockage génère une boucle d'hystérésis caractéristique du comportement d'une turbine soumise à un écoulement pulsé. La différence entre le modèle disposant d'un volume 0D et celui ayant un volume 1D n'apparaît pas clairement. Ces deux modèles ayant des amplitudes de variation du taux de détente et du débit réduit très proches les uns des autres. Par ailleurs, une différence notable apparaît sur la plage de variation du taux de détente entre les modèles disposant d'un volume et le modèle quasi-stationnaire. Cette différence déjà visible sur la Figure III-20 peut-être due à des caractéristiques acoustiques différentes entre les éléments de liaison du volume quasi-stationnaire et les modèles capacitifs, mais surtout par l'absence de déphasage, sur le volume quasi-stationnaire, entre les signaux de pression d'entrée et sortie de la turbine (voir Figure III-19).

La Figure III-22 retraçant l'évolution de la puissance mécanique en fonction du taux de détente, la taille de la boucle d'hystérésis et les valeurs maximales et minimales de puissance sont tout à fait comparables. Le modèle codé entièrement en 1D est celui ayant le plus de perturbations, notamment aux plus bas niveaux de détente. Cette caractéristique est due au processus de modélisation du rendement de la turbine. En effet, les valeurs appliquées à la condition limite (liée à la turbine) sont définies à partir du taux de détente et du débit réduit admis par la turbine, établies à partir des conditions locales d'écoulement.

Cependant, la condition limite liée à la turbine est située plusieurs centimètres en aval de la bouche d'admission ( $\approx 17\text{cm}$  en aval). Ainsi, en écoulement instationnaire, les conditions d'écoulement entre l'entrée du modèle (volute) et l'entrée du rotor de la turbine (condition limite liée à la turbine) sont différentes. Ce déphasage temporel a une incidence claire sur le calcul de la puissance instantanée de la turbine. Par ailleurs, le modèle quasi-stationnaire à une estimation moins importante de la puissance développée mais génère lui aussi une boucle d'hystérésis. Cette boucle, de taille minimale, est principalement due aux variations de la température totale à l'admission de la turbine.

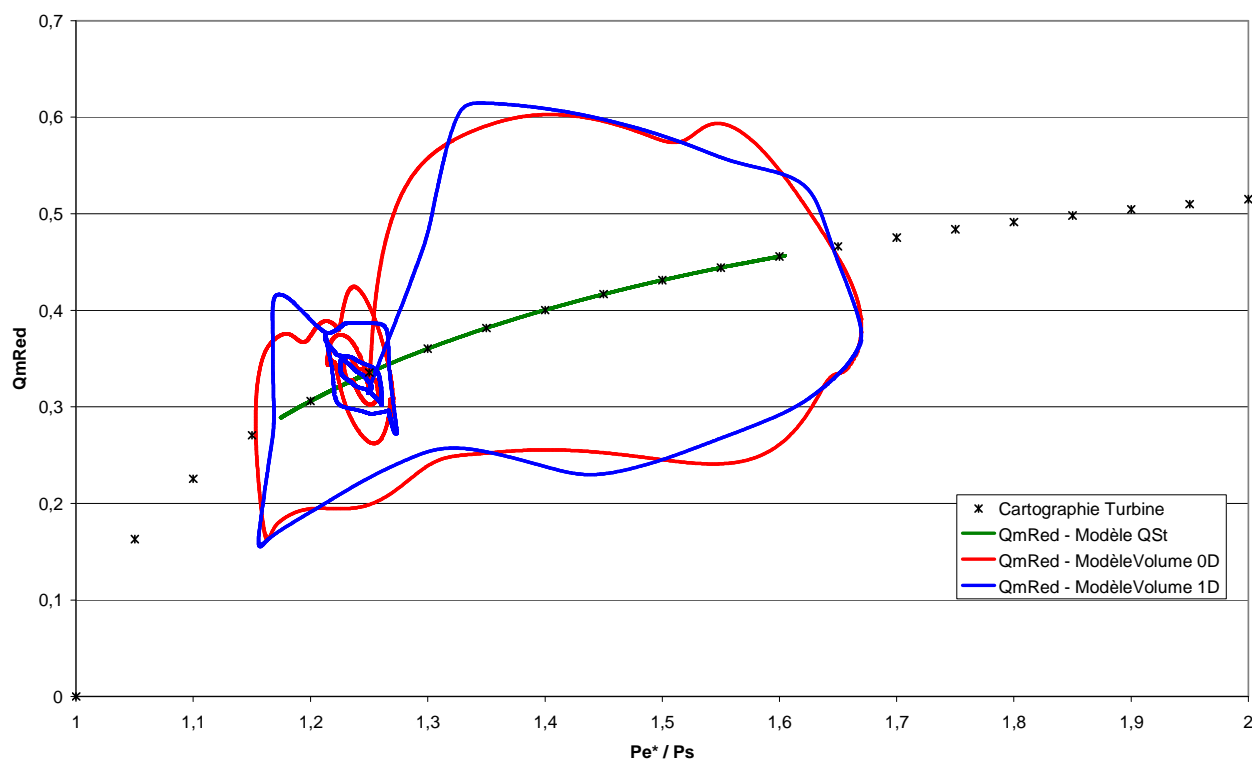


Figure III-21 : Evolution des débits réduits admis, pour chaque modèle de turbine, en fonction du taux de détente.

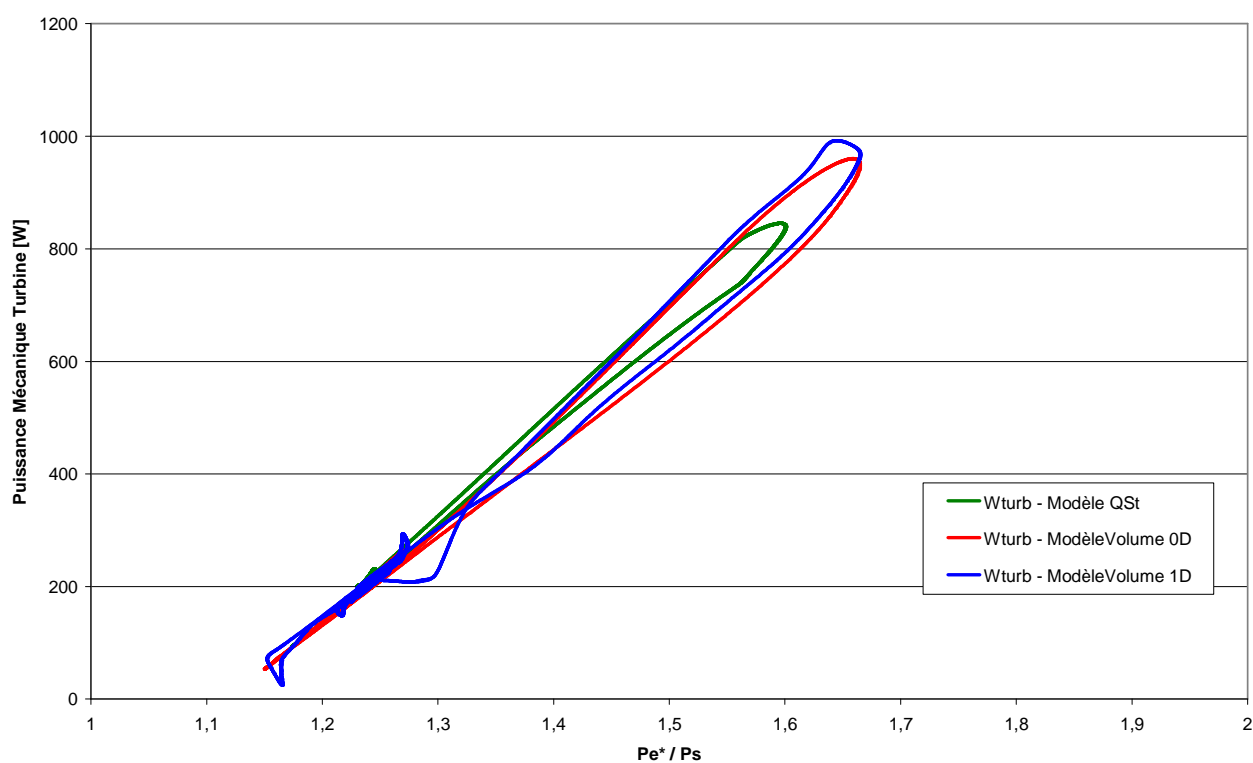


Figure III-22 : Evolution des puissances mécaniques, pour chaque modèle de turbine, en fonction du taux de détente.

Une étude qualitative a été menée, à partir des mêmes conditions d'excitation en pression que précédemment, mais pour une gamme de fréquence de pulsation et une gamme de vitesse de rotation du rotor de la turbine, comme le montre le Tableau III-5.

**Les Paramètres d'excitation :**

Fréquence de pulsation :	8,33hz ; 16,67Hz, 25Hz et 33,33Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	60 000 ; 85 000 et 120 000 tr.min <sup>-1</sup>

Tableau III-5 : Caractéristiques des configurations des simulations.

La Figure III-23 montre l'évolution des valeurs moyennes, par rapport à leurs équivalentes en régime stationnaire, du débit réduit admis, du rendement et de la puissance développée par la turbine pour différentes fréquences de pulsation de pression et pour une vitesse de rotation du rotor fixée à 85000 tr.min<sup>-1</sup>. Les résultats montrent que l'écoulement pulsé est clairement défavorable, par rapport au cas stationnaire, pour les valeurs moyennes de débit masse réduit et les valeurs moyennes de rendement. Par contre, dans quelques cas de figure, et selon les modèles employés, la puissance moyenne peut se révéler supérieure à la puissance obtenue en régime stationnaire grâce au même processus que celui expliqué dans le paragraphe II.4.2. -. En comparant ces résultats à ceux obtenus sur la Figure II-25, comme souligné précédemment, les modèles de Serrano *et al.* [204] et Payri *et al.* [101] fournissent des résultats intermédiaires entre le modèle quasi-stationnaire et les deux modèles volumiques (à haut potentiel instationnaire = admission libre), plus proches des performances du modèle quasi-stationnaire que celles des modèles capacitifs. Par ailleurs, même si globalement la pente des courbes change quelque peu entre-elles, une tendance générale peut être observée.

Pour la Figure III-24, représentant les performances de la turbine pour une fréquence de pulsation de 33,33Hz et une vitesse de rotation du rotor allant de 60 000 tr.min<sup>-1</sup> à 120 000 tr.min<sup>-1</sup>, les tendances sont aussi comparables à celles observée précédemment sur les modèles issus de la bibliographie. Ainsi nous pouvons voir une baisse continue du rendement moyen de la turbine, en fonction du régime de rotation du rotor, liée au déplacement du point de fonctionnement et donc à la désadaptation progressive de la turbine par rapport aux conditions d'écoulement la traversant. Le débit réduit moyen ne baisse que très sensiblement avec l'augmentation du régime du rotor par le biais du même phénomène de déplacement des courbes de fonctionnement. La puissance moyenne, quant à elle, augmente de manière considérable par rapport au cas stationnaire équivalent. Mais ce résultat, comme déjà relevé dans le paragraphe II.4.2. -, est uniquement dû au calcul du pourcentage d'accroissement par rapport au cas stationnaire. Ayant une valeur de puissance en régime stationnaire très faibles, pour ces conditions, une majoration même faible de la puissance entraîne une variation considérable.

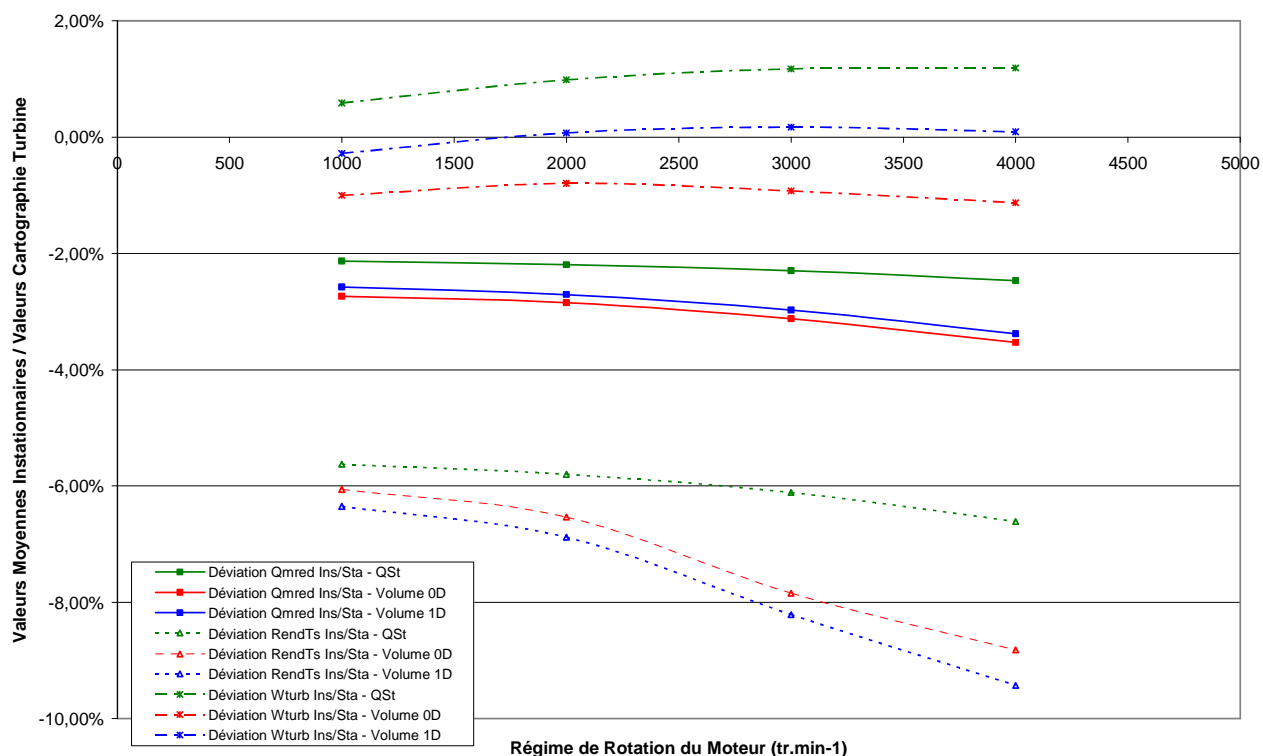


Figure III-23 : Evolution, en fonction du régime de rotation du moteur, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire par rapport à leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{turb}=85\,000\text{tr/min}$ ).

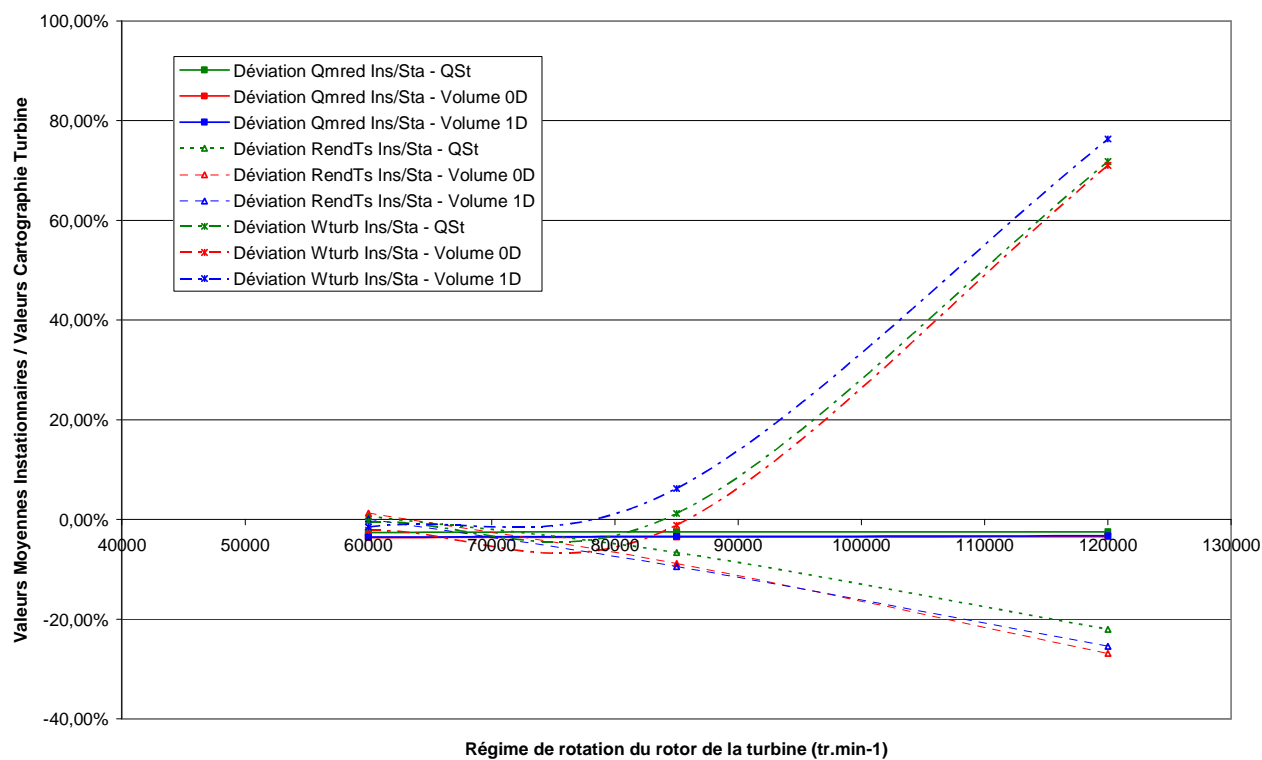


Figure III-24 : Evolution, en fonction du régime de rotation de la turbine, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{moteur}=4000\text{tr/min}$ ).

Afin de poursuivre la comparaison entre les modèles développés au laboratoire et les modèles issus de la bibliographie une deuxième étude qualitative est entreprise, elle suit les conditions stipulées dans le Tableau III-6.

<b>Les Paramètres d'excitation :</b>	
Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	80 kPa
Température totale d'excitation :	330 K
Fréquence de pulsation :	8,33hz ; 16,67Hz, 25Hz et 33,33Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	60 000 ; 85 000 et 120 000 tr.min <sup>-1</sup>

Tableau III-6 : Caractéristiques des configurations des simulations.

La Figure III-25 met en lumière quelques différences notables entre chaque modèle de turbine. Le modèle quasi-stationnaire dévie de manière quasiment constante, par rapport au cas stationnaire, pour le paramètre de débit réduit et le rendement de la turbine. En revanche, les modèles volumiques ont une légère tendance à la baisse, avec l'augmentation en fréquence des pulsations, sur le paramètre de débit réduit ; alors que le rendement évolue d'une manière opposée. En ce qui concerne l'évolution de la puissance moyenne par rapport aux cas stationnaires, les deux modèles volumiques offrent des valeurs comparables, même si la dynamique des tracés est quelque peu différente. Le modèle quasi-stationnaire, quant à lui, évalue des valeurs de puissance supérieures à celles établies en régime stationnaire. Pour ce cas de fonctionnement illustré par la Figure III-25, les modèles de la bibliographie, dont les résultats sont présentés sur la Figure II-29, conduisent à des résultats dont les valeurs et la dynamique générale sont très proches des modèles volumiques développés au laboratoire.

Regardant l'évolution des performances en fonction du régime de rotation du rotor, sur la Figure III-26, les trois modèles développés au laboratoire, selon la méthode d'interpolation directe des champs, affichent clairement les mêmes tendances. La tendance globale fournie par le modèle quasi-stationnaire est suivie par les modèles volumiques. L'évolution de la vitesse du rotor a très peu d'impact, à ce niveau de sollicitation, sur les valeurs moyennes de débit réduit admis, et une faible influence sur la puissance mécanique produite par la turbine. Le modèle pourvu d'un volume 1D suivant la même tendance que le modèle quasi-stationnaire mais avec une valeur moyenne systématiquement un peu plus faible. Le modèle de vidange-remplissage a une dynamique semblable au modèle 1D au dessous de 85 000 tr.min<sup>-1</sup>, avant de s'infléchir au-delà de cette vitesse. Clairement, tous les modèles produisent des valeurs moyennes instationnaires de débit réduit inférieures à leurs équivalents en régime stationnaire, à contrario de ce qu'il peut être constaté sur les valeurs moyennes de puissance. L'évolution du paramètre de rendement est beaucoup plus chaotique, et est très sensible au régime de rotation du rotor de la turbine ; mais à la vue de l'évolution des courbes de déviation de la puissance mécanique, celle-ci semble être plus dépendante du débit réduit admis par la turbine. Si l'on compare ces résultats à ceux relevés sur les modèles bibliographiques (Figure II-29 et Figure II-30) les tendances et les valeurs relevées, pour tous les paramètres, sont très similaires.



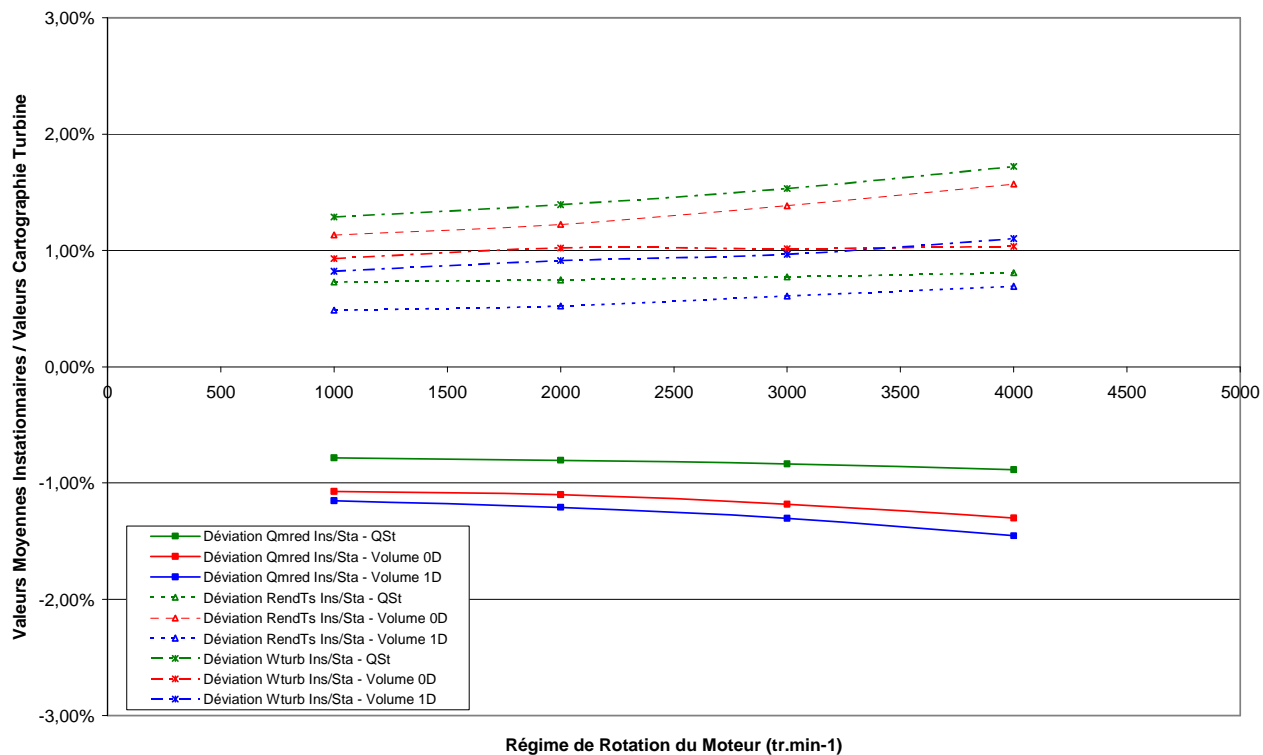


Figure III-25 : Evolution, en fonction du régime de rotation du moteur, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire par rapport à leur équivalent en régime stationnaire (Nturb=85 000tr/min).

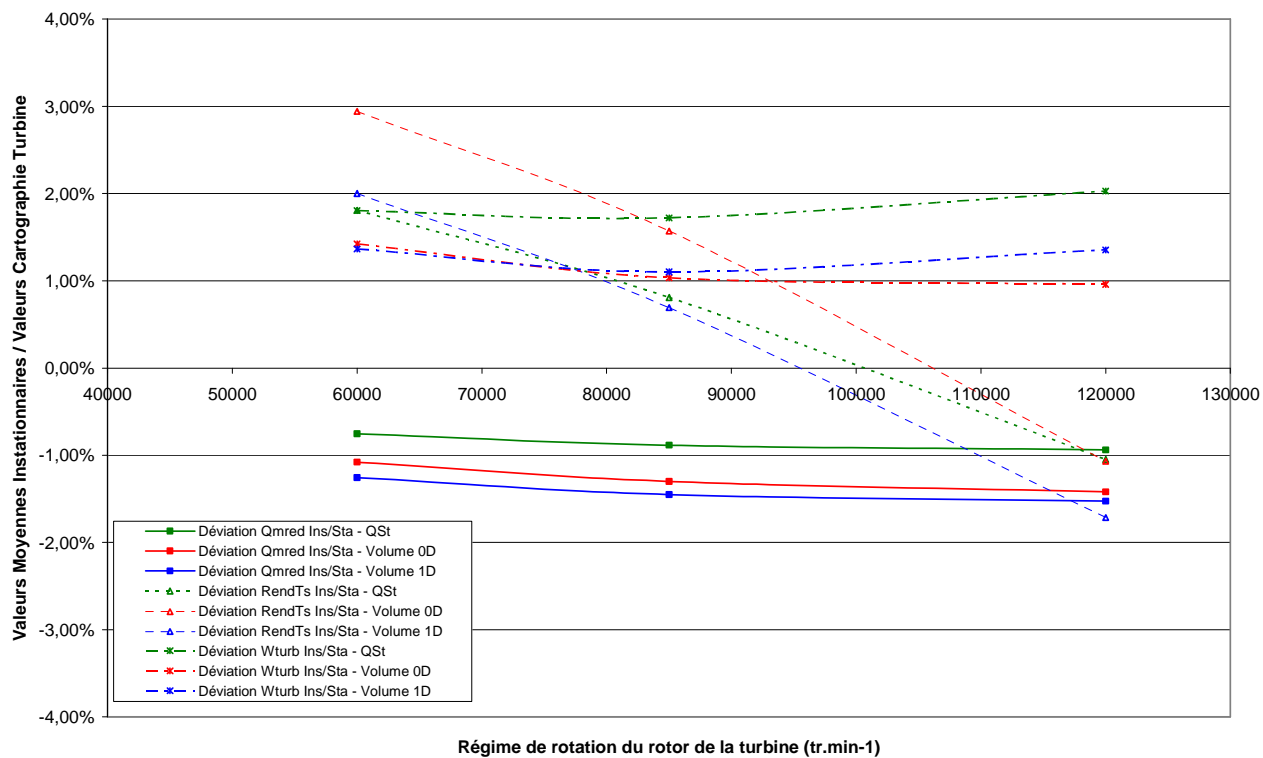


Figure III-26 : Evolution, en fonction du régime de rotation de la turbine, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire (Nmoteur=4000tr/min).

Sur les figures III-28 à III-30 sont présentés les résultats d'une étude qualitative de l'influence de l'amplitude des pulsations sur les performances globales des modèles de turbine en régime d'écoulement pulsé. La fréquence choisie est équivalente à la fréquence d'échappement d'un moteur monocylindre fonctionnant à un régime de  $4000 \text{ tr.min}^{-1}$ , différents régimes de rotation du rotor de la turbine ont été testés. Le Tableau III-7 présente les caractéristiques utilisées lors de cette campagne d'essais numériques avec une amplitude de variation de pression variable.

#### **Les Paramètres d'excitation :**

Pression moyenne de consigne ( $P_{csg}$ ) :	200 kPa
Amplitude de Pression ( $A_p$ ) :	20, 40, 60 et 80 kPa
Température totale d'excitation :	330 K
Fréquence de pulsation :	33,33Hz
Régime de rotation de la turbine (fixe) :	60 000 ; 85 000 et 120 000 $\text{tr.min}^{-1}$

Tableau III-7 : Caractéristiques des configurations des simulations.

Sur les figures suivantes (Figure III-28 à Figure III-30), le phénomène pulsatoire de l'écoulement paraît avoir une influence néfaste sur la capacité de débit de la turbine. En effet, les performances moyennes de débit réduit sont systématiquement inférieures à leurs homologues calculées, pour un taux de détente équivalent, en régime stationnaire. Malgré le comportement instationnaire de la turbine en écoulement pulsé, les performances globales (= moyennes), contrairement aux performances instantanées, sont assez comparables d'un modèle à l'autre, qu'il soit quasi-stationnaire ou instationnaire [181]. Le modèle quasi-stationnaire ayant la même tendance que les autres modèles, il est possible de s'appuyer sur ces caractéristiques pour comprendre le phénomène qui se produit. L'explication paraissant la plus probable est que, quelle que soit l'instationnarité, les modèles sont fortement liés aux cartographies de la turbine, et donc aux caractéristiques de performance établies en régime stationnaire ; ainsi lorsque le taux de détente augmente au cours d'une impulsion de pression, le débit augmente suivant une tendance proportionnelle à la pente de la courbe caractéristique de débit et de manière plus ou moins forte selon le point de fonctionnement moyen choisi. En effet, si la turbine travaille dans une zone correspondant au débit réduit critique, la pente moyenne sera quasi nulle (voir Figure III-27) ; à contrario si la turbine travaille très près du débit nul, la pente moyenne et donc la progression du débit sera forte. C'est cette caractéristique propre aux turbines qui conditionnerait fortement les performances globale, mais aussi instantanées, mesurées en régime d'écoulement instationnaire. Cette remarque avait déjà été relevée dans quelques ouvrages issus de la bibliographie, ainsi Baines et *al.* [302] préconisent, dans leur étude, l'utilisation de turbines radiales à flux mixte ayant une courbe caractéristique de débit plus aplatie (et un rapport de vitesse à la roue,  $u/c_{ls}$ , un peu plus faible) que sur une turbine radiale classique, prétextant que cette caractéristique est plus favorable pour les cas de fonctionnement en régime d'écoulement pulsé.

L'évolution des valeurs moyennes de rendement est beaucoup plus hétéroclite que celle du débit réduit. Pour les deux premiers régimes de rotation de la turbine (Figure III-28 et Figure III-29) la tendance est à la hausse, avec l'augmentation de l'amplitude des pulsations, et donc du taux de détente moyen. Maintenant, si l'on regarde l'ensemble des trois figures, une baisse substantielle est remarquable allant de pair avec l'augmentation du régime de rotation de la turbine ; allant jusqu'à dégrader les valeurs du rendement moyen

par rapport aux valeurs stationnaires, pour le régime de rotation le plus élevé. Ce comportement s'explique aussi, comme pour le débit, par la pente des courbes dans la zone de fonctionnement moyen. Lorsque l'on regarde la Figure III-12, que l'on trace une ligne fictive (bleu) au taux de détente moyen ( $\approx 2$ ) comme illustré sur la Figure III-27, il est aisé de voir que la pente de la courbe est plus importante à droite qu'à gauche.

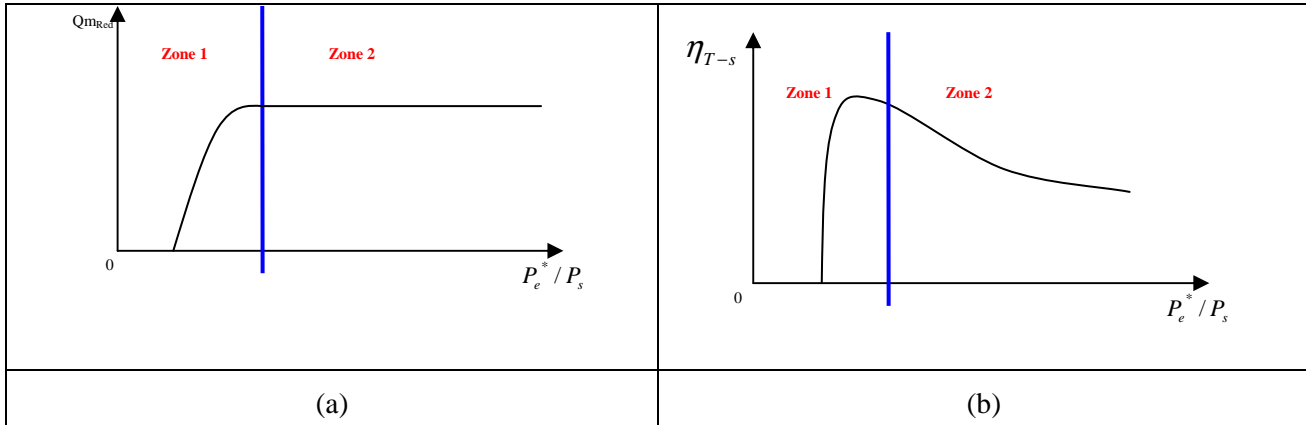


Figure III-27 : Schéma de découpe de la dynamique des courbes caractéristiques de débit réduit (a) et de rendement (b).

Le taux de détente moyen, issu d'une moyenne temporelle, implique que la turbine fonctionne autant de temps à droite de cette ligne qu'à gauche ; la pente étant plus importante à droite qu'à gauche, la valeur moyenne instationnaire du rendement de la turbine est pondérée vers le bas par cette dynamique. Il faut ajouter que cette tendance est quelque peu accentuée par l'excitation de type « en cloche » qui implique que le taux de détente moyen est proche du taux de détente minimal alors que le taux de détente maximal est d'autant plus éloigné, du taux de détente moyen, que l'amplitude des pulsations de pression est grande (voir Figure III-27).

Pour les régimes de rotations inférieurs, le point moyen étant positionné plus en aval (visualisable sur la Figure III-5), la pente devient plus importante à gauche de la ligne fictive qu'à droite ; la tendance est donc opposée. Ce phénomène est d'autant plus important sur tous les modèles, que le rendement instantané de la turbine s'est révélé avoir un comportement bien plus proche du fonctionnement quasi-stationnaire que le paramètre du débit réduit (cf. courbes instantanées avec excitation sinusoïdale et avec excitation en cloche). Ce processus rejoint encore une fois l'analyse proposée par Baines *et al.* [302], selon laquelle une réduction du rapport de vitesse à la roue  $u/c_{Is}$  (éq. (I-6)), pour lequel le rendement est optimal, est bénéfique à l'amélioration du rendement moyen développé par la turbine en régime d'écoulement pulsé.

Cette étude qualitative a mis en lumière l'importance du positionnement de la zone de travail et de la dynamique des courbes caractéristiques de la turbine, autant par leurs valeurs que par leurs formes (pente, largeur de la plage de fonctionnement, etc...). Cela signifie que la conception d'une turbine basée sur des hypothèses strictement stationnaires est inadéquate, et qu'il serait préférable de développer des outils (au sens de paramètres/variables) permettant de définir une turbine destinée à fonctionner en régime d'écoulement pulsé.

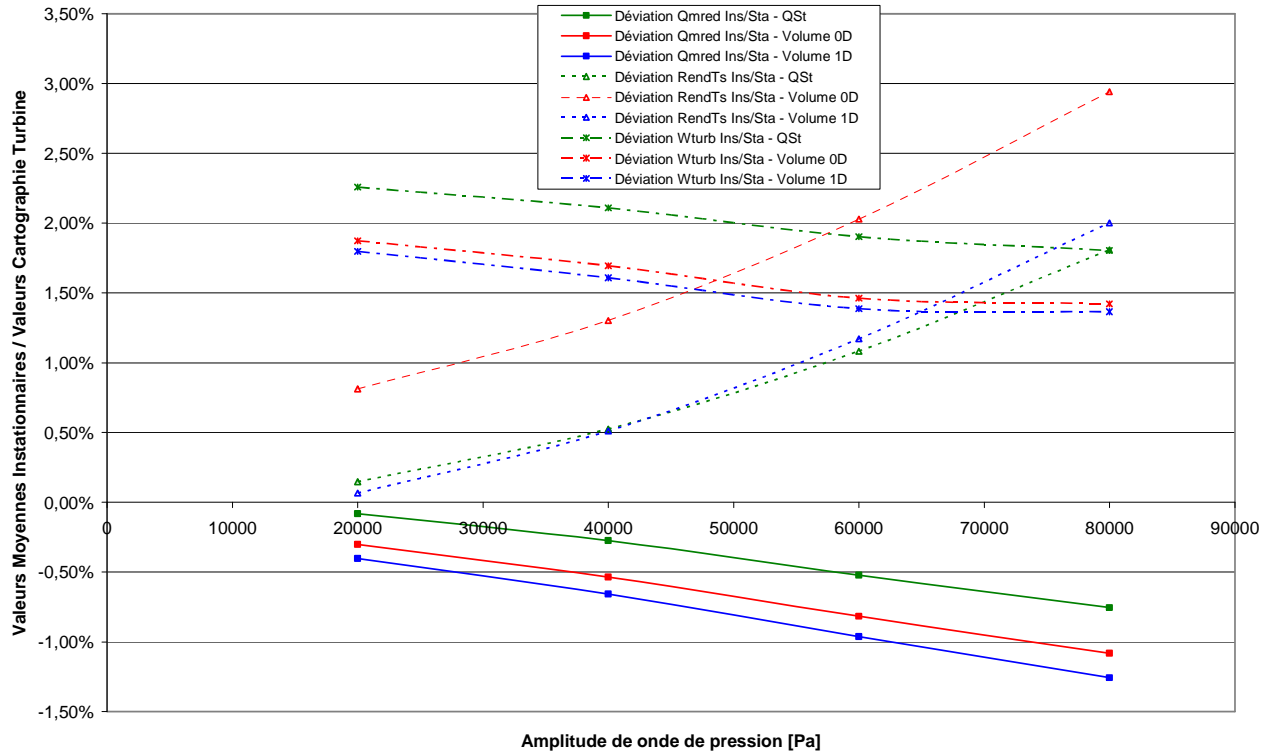


Figure III-28 : Evolution, en fonction de l'amplitude des pulsations de pression, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire (Nmotor= 4000tr/min, Nturb = 60 000tr.min<sup>-1</sup>).

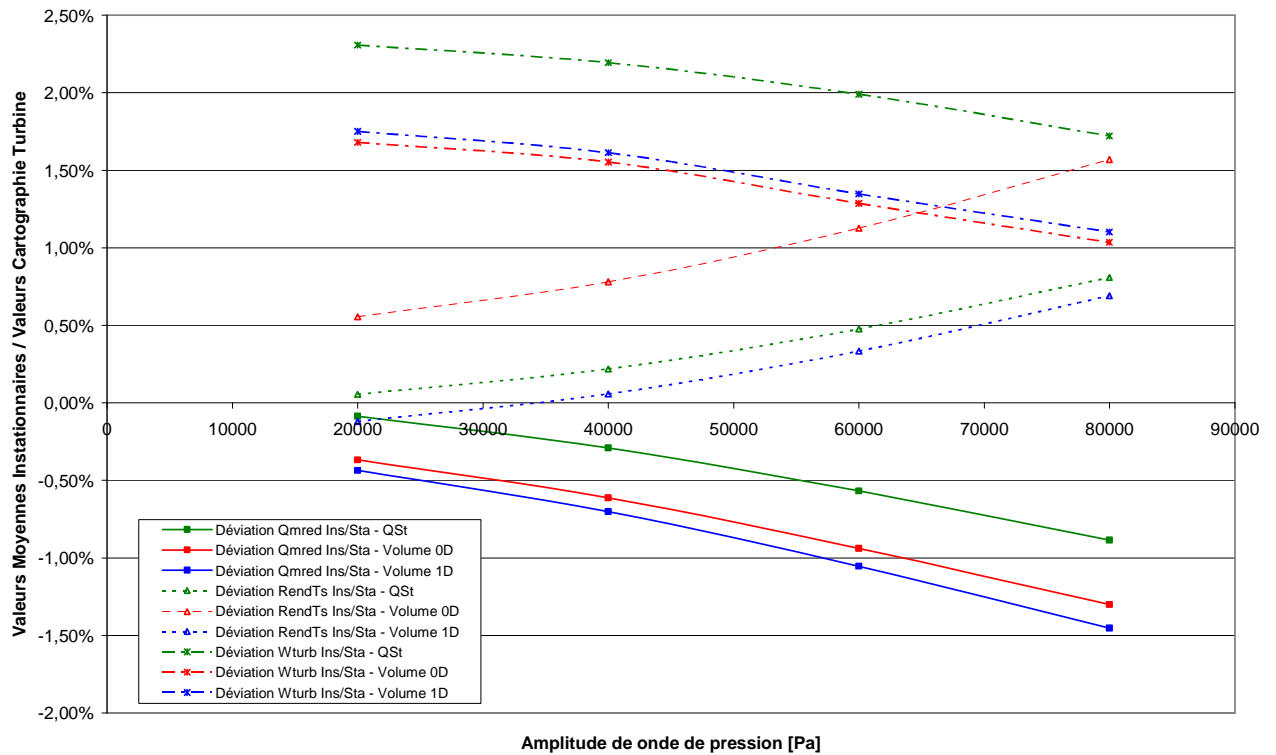


Figure III-29 : Evolution, en fonction de l'amplitude des pulsations de pression, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire (Nmotor= 4000tr/min, Nturb = 85 000tr.min<sup>-1</sup>).

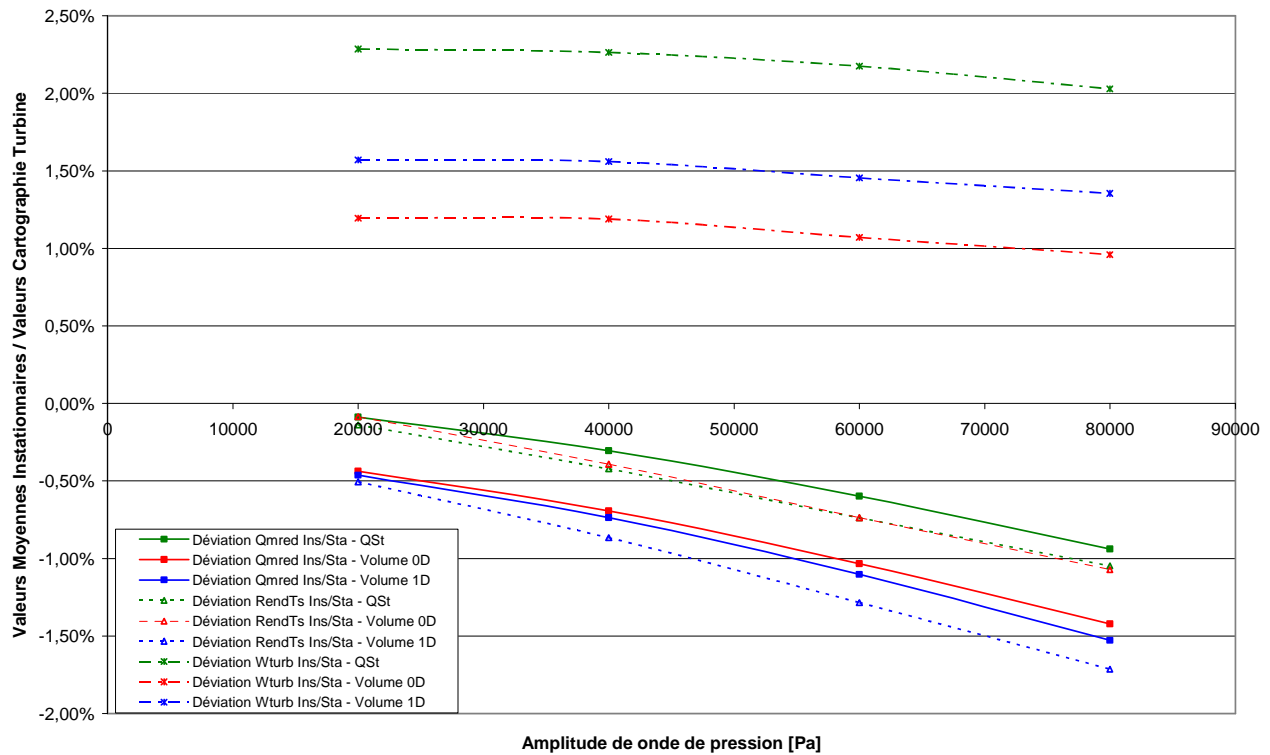


Figure III-30 : Evolution, en fonction de l'amplitude des pulsations de pression, de la déviation entre les valeurs moyennes calculées en régime d'écoulement pulsatoire et leur équivalent en régime stationnaire ( $N_{\text{moteur}} = 4000 \text{ tr/min}$ ,  $N_{\text{turb}} = 120\,000 \text{ tr.min}^{-1}$ ).

*Dans ce chapitre, une présentation des trois modèles développés au sein du laboratoire a été effectuée. L'ensemble de ces modèles repose sur l'interpolation directe des champs des valeurs caractéristiques de la turbine. Dans le cadre de cette démarche, une méthode d'extrapolation des champs des valeurs caractéristiques a été utilisée. A partir de l'analyse bibliographique il a été possible d'extraire trois types majeurs de modélisations unidimensionnelles de turbines. Les trois modèles développés utilisent chacune des configurations relevées. Le modèle de base repose entièrement sur l'hypothèse d'un comportement quasi-statique de la turbine, interdisant toutes prises en compte d'effets de volume dans le modèle de turbine. Le deuxième modèle proposé est un modèle reposant sur l'association du modèle quasi-statique avec un modèle de volume 0D (modélisant la volute), permettant dès lors la prise en compte d'effets dynamiques dans la turbine. L'approche de modélisation 0D du volume ne peut pas (à cause de l'hypothèse 0D) intégrer la vitesse de propagation de l'onde dans la volute, et révèle une certaine difficulté à prendre en compte les effets cinétiques des gaz pour les hauts niveaux d'instabilité. Ainsi, afin de comparer les performances des deux approches de modélisation de la volute, une modélisation entièrement unidimensionnelle a été développée. Des simulations en régime d'écoulement stationnaire ont permis de vérifier la conformité des trois modèles.*

*La première approche des simulations a consisté à utiliser les excitations sinusoïdales afin de caractériser le comportement du modèle en régime d'écoulement pulsé et exciter les fréquences harmoniques. A l'instar des modèles issus de la littérature, l'augmentation de la boucle d'hystérésis et l'augmentation de la plage de taux de détente est liée à l'augmentation de la fréquence des pulsations. Une étude acoustique a donc été entreprise et a mis en lumière l'incidence non-négligeable des effets acoustiques, et l'incidence importante de l'élément de liaison amont, sur le comportement de la turbine. Les modèles de turbine se révèlent avoir un comportement dynamique qualifié de partiellement fermé, c'est-à-dire fermé du point de vue acoustique mais ouvert du point de vue fluide.*

*L'autre approche consistait à utiliser une excitation idéalisée de l'onde d'un moteur à combustion interne. Du point de vue quantitatif, les résultats du débit réduit instantané des deux modèles capacitifs présentent peu de différences. Une boucle d'hystérésis plus importante que celle développée par les modèles issus de la littérature est visible. En effet, ces derniers ont un comportement plus proche du modèle quasi-statique, par rapport aux modèles développés, à cause de leur architecture est de la présence de deux conditions limites d'écoulement quasi-stationnaire (une liée au stator et l'autre liée au rotor). Néanmoins, du point de vue des puissances instantanées développées, l'ensemble des modélisations ont des performances instantanées très similaires. Du point de vue qualitatif, les performances des trois paramètres sélectionnés pour la comparaison ( $Q_{m_{red}}$ ,  $\eta_{T-s}$ ,  $\dot{W}_{Turb}$ ) suivent les mêmes tendances quel que soit le niveau de pulsation proposé, et quel que soit le point de fonctionnement moyen choisi. Néanmoins, il a été montré que le choix du point de fonctionnement, en fonction des conditions d'écoulement, a une forte incidence sur les performances globales d'une turbine fonctionnant en régime d'écoulement pulsatoire, par rapport aux performances établies en régime stationnaire. De plus il a été conclu, en accord avec quelques éléments issus de la littérature, qu'un pic de rendement positionné à de faibles valeurs du rapport  $U/C_{Is}$  est bénéfique et conditionne fortement les performances moyennes et instantanées d'une turbine fonctionnant en régime d'écoulement pulsé.*



## Chapitre IV – Etude expérimentale.

---

*L'étude expérimentale d'un phénomène instationnaire comme l'incidence d'un écoulement pulsé sur le fonctionnement d'une turbine nécessite des moyens expérimentaux particuliers. Ce chapitre débute donc par une description du dispositif expérimental qui sera utilisé.*

*Une étude expérimentale complète est ensuite réalisée afin de déterminer l'incidence d'un écoulement pulsé sur le fonctionnement de la turbine mais également pour définir le comportement acoustique de la turbine.*



## IV.1. - LES MOYENS DE MESURES :

### IV.1.1. - Description du banc de turbocompresseurs :

Afin de pouvoir étudier le fonctionnement du turbocompresseur soumis à un écoulement pulsé coté turbine, un banc d'essais turbocompresseur a été créé et utilisé au sein du Laboratoire. La Figure IV-1 représente le dispositif expérimental utilisé lors de cette thèse.

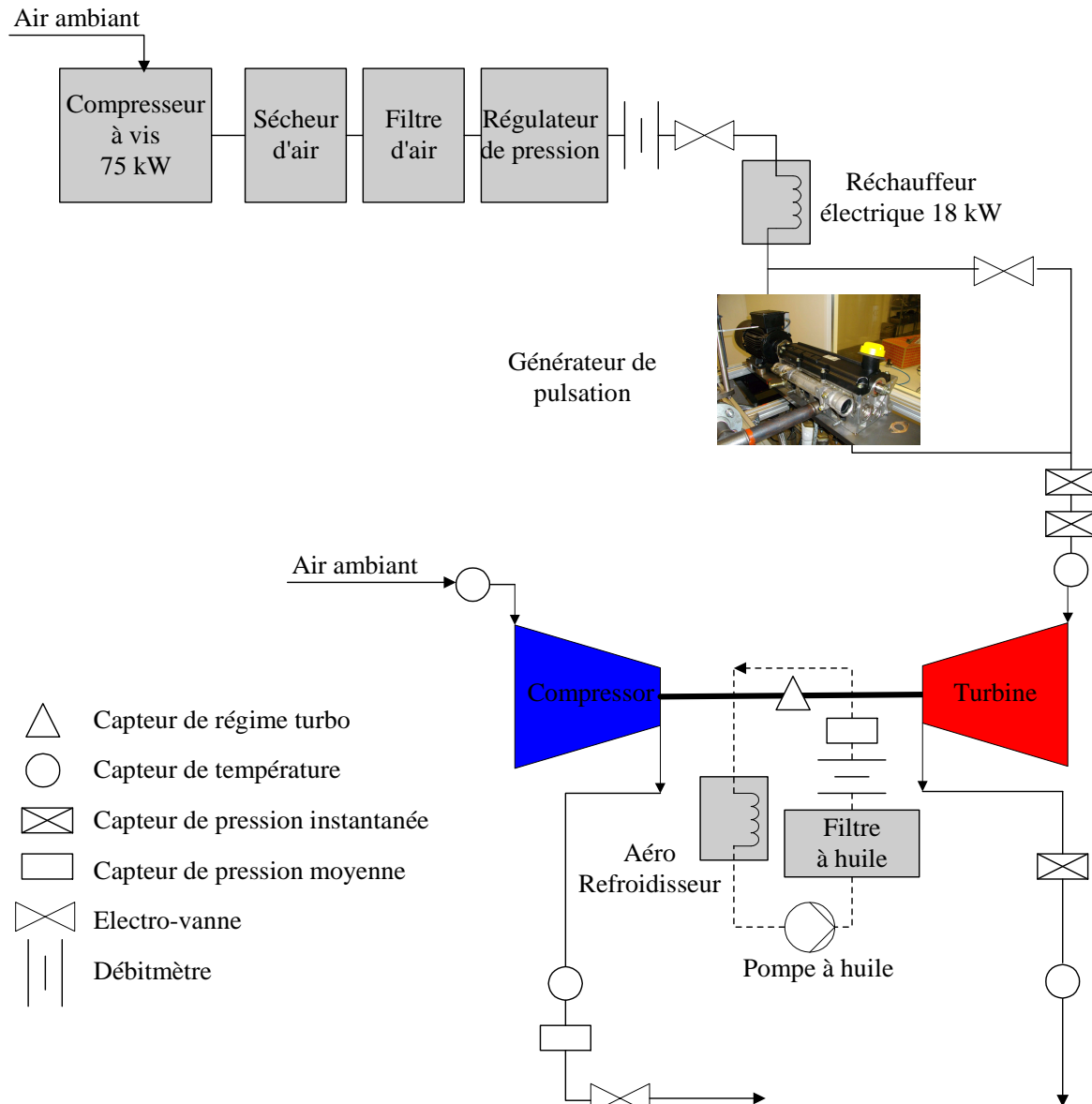


Figure IV-1 : Architecture du banc d'essai de turbocompresseurs.

Ce banc d'essais (voir Figure IV-2) est alimenté par une entrée d'air comprimé et régulé en température et en pression. Cet air comprimé est obtenu à partir d'un compresseur à vis autorisant une pression maximale de 7,5 bar et délivrant un débit maximal de  $0,24 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Le débit d'air pouvant traverser la turbine est contrôlé par le biais d'une électrovanne. Ensuite, l'air comprimé est chauffé au moyen d'un réchauffeur électrique d'une puissance de 18 kW. Pour le fonctionnement du turbocompresseur, une centrale de graissage est utilisée pour la lubrification des paliers. L'huile est chauffée et régulée afin de pouvoir ajuster sa température en fonction des recommandations du constructeur, ce qui correspond à une température

d'huile de  $90^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$  pour les essais standards. Le contrôle de la température de cette centrale est effectué au moyen d'un aéro-refroidisseur opérant en boucle fermée avec le circuit d'huile de la centrale de graissage. L'huile est filtrée à 10 microns. Un état de dépression, dans la centrale de graissage, a également été utilisé de façon à avoir des conditions de sortie d'huile proches de celles rencontrées sur les moteurs d'automobiles



Figure IV-2 : Banc d'essais de turbocompresseurs

Comme indiqué sur la Figure IV-1, un générateur de pulsation a été installé entre le réchauffeur électrique et l'entrée de la turbine. Ce générateur (voir Figure IV-3) a été élaboré à partir d'une culasse de moteur Renault K9K 732. L'air chaud arrive là où se situaient normalement les cylindres. Dans le cadre de cette thèse, seul un cylindre est alimenté en air chaud. L'entrée de la turbine est connectée au niveau de la soupape d'échappement. L'arbre à cames est quant à lui connecté à un moteur électrique dont la vitesse de rotation peut être librement choisie par l'utilisateur. Il est également important de noter que les cames permettant d'actionner les soupapes d'admission ont été enlevées. Ainsi seules les soupapes d'échappement peuvent être actionnées.



Figure IV-3 : Générateur de pulsations

#### IV.1.2. - Instrumentation et traitement des données :

La mesure de température de l'air se fait à l'aide de thermocouples chemisés de type K et de diamètre 1 mm. Ces thermocouples sont installés à l'entrée et à la sortie du compresseur et de la turbine. Pour la mesure de pression moyenne en sortie du compresseur, un capteur piezorésistifs relatifs HCX de SensorTechnics est utilisé. Coté entrée compresseur, aucun capteur de pression n'a été installé car l'air est directement aspiré à l'extérieur. Par conséquent, la pression à l'entrée du compresseur est toujours connue et égale à la pression atmosphérique.

Le banc d'essais a également été équipé de 3 capteurs de pression instantanée Kistler 4049A10SP22 (deux en amont turbine et un en aval turbine).

Le débit masse est mesuré par des débitmètres Endress-Hauser Proline t-mass 65F (voir Figure IV-4a). Afin de mesurer le débit d'huile, un débitmètre volumétrique pour très faible débit a été utilisé. Cet organe est connu sous le nom de Microsteam et commercialisé par BAMO (voir Figure IV-4b). Le principe de ce capteur est basé sur la rotation d'une roue induite par le passage de l'écoulement d'huile. Ainsi un signal carré en tension est fourni en sortie du capteur, ce signal est proportionnel au débit d'huile traversant le capteur.

La vitesse de rotation de l'axe du turbocompresseur est mesurée grâce à un capteur inductif Pico-turn commercialisé par la société ACAM (voir Figure IV-5). Ce capteur est installé directement sur la volute du compresseur d'une manière à garantir une zone sensible proche du passage des aubes. Ce défilement des ailettes métalliques en face de la tête du capteur va l'exciter tout en modifiant son inductance et par la suite ses variations sont converties en un signal proportionnel à la vitesse de rotation. Le boîtier amplificateur peut être réglé de façon à prendre en compte le nombre d'aubes de la roue et ainsi fournir directement la vitesse de rotation de l'arbre.



(a)



(b)

Figure IV-4 : Débitmètre d'air (a) et débitmètre d'huile (b)



Figure IV-5 : Capteur inductif de mesure du régime de rotation du turbocompresseur

#### IV.1.3. - Incertitudes de mesures et répétabilité :

En sciences expérimentales, il n'existe pas de mesures exactes. Celles-ci peuvent être entachées d'erreurs plus ou moins importantes selon le protocole choisi, la qualité des instruments de mesure ou le rôle de l'opérateur. L'évaluation des incertitudes de mesures est un domaine complexe appelé *métrologie*. Dans ce document il n'est présenté que quelques outils classiques et quelques méthodes préconisées par l'AFNOR sous la norme NF ENV 13005 d'août 1999, qui est un guide pour l'expression des incertitudes de mesure. Par ailleurs, Mohtar *et al.* [303] ont montré l'importance de la prise en compte des incertitudes d'expérimentations sur un banc d'essais de turbocompresseur.

##### Il est nécessaire de faire un bilan des erreurs :

- *Les erreurs systématiques* telles que l'erreur de parallaxe, le réglage du zéro de l'appareil, les erreurs de méthode, le vieillissement des composants, ...
- *Les erreurs aléatoires* telles que les erreurs de lecture ou dues à l'appareil lui-même, ou dues à conditions extérieures (température et dilatation, pression atmosphérique, humidité,...).

Dans un tel cas de figure, pour arriver à exprimer l'incertitude sous forme d'un écart-type, on peut changer d'instrument de mesure, voire de protocole, faire varier les paramètres influents. Mais on utilisera toujours les données du constructeur. La norme AFNOR indique ainsi que :

D'une manière générale, pour un intervalle de tolérance  $\Delta c = \pm \dots$ , fréquemment fourni par le constructeur (voir Tableau IV-1), l'incertitude peut être directement définie par l'expression :

$$\delta(c) = \frac{\Delta c}{\sqrt{3}} \quad (\text{IV-1})$$

A titre indicatif, peu d'indications sur la précision de l'appareil sont fournies, ou tout au moins une incertitude simple (ex :  $\Delta c = 1\%$ ), la norme prévoit d'utiliser l'expression :

$$\delta(c) = \frac{\Delta c}{\sqrt{12}} \quad (\text{IV-2})$$

##### Le problème de propagation de l'incertitude :

Dans le cas de mesures indirectes comme le débit instantané, le taux de détente, les pressions et températures totales par exemple, il faut prendre en considération l'incertitude de chaque paramètre mesuré afin de déterminer l'incertitude du terme recherché. Si une grandeur  $\psi$  se détermine à partir de grandeurs  $x_i$ , par une formule du type :  $\psi = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , alors l'incertitude se calcule avec l'expression suivante :

$$\delta(\psi) = \sqrt{\sum_i^n \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 \delta^2(x_i)} \quad (\text{IV-3})$$

Si et seulement si les mesures des paramètres  $x_i$  sont indépendantes (on dit : non corrélées).

Capteurs	Types	Gamme de mesure	Précision $\Delta c$
Température	Thermocouple de type K	0 – 1000°C	$\pm 1^\circ\text{C}$
Pression	Capteur de pression absolue instantanée Kistler 4049A	0 - 5 bar	$\pm 0,1\%$
	Capteur de pression relative piezorésistif HCX Sensortronics	0 – 100 mbar	$\pm 0,1 \text{ mbar}$
		0 – 350 mbar	$\pm 0,35 \text{ mbar}$
		0 – 1000 mbar	$\pm 1 \text{ mbar}$
		0 – 2000 mbar	$\pm 2 \text{ mbar}$
		0 – 5000 mbar	$\pm 5 \text{ mbar}$
Capteur de régime rotor	Capteur inductif Picoturn	0 – 200000 tr.min <sup>-1</sup>	$\pm 200 \text{ tr.min}^{-1}$
Débit massique	Débitmètre à mesure thermique (sonde Pt100) Endress-Hauser :	0 – 0,005 kg.s <sup>-1</sup>	$\pm 0,15 \%$
	Proline t-mass 65	0,005 – 0,25 kg.s <sup>-1</sup>	$\pm 1,5 \%$
Capteur de vitesse du fluide	Mini CTA – Film chaud Dantec Dynamics	0,005 – 500 m.s <sup>-1</sup>	TCR $\pm 0,3\% / ^\circ\text{C}$

Tableau IV-1 : Caractéristiques et précision des capteurs utilisés.

Le rendement isentropique de la turbine est un paramètre mesuré indirectement, le degré d'incertitude, compte-tenu du nombre de variables mesurées pour sa définition, est très dépendant du niveau de précision des valeurs mesurées. De plus, en régime d'écoulement instationnaire, il est très compliqué de mesurer précisément le rendement réel de la turbine, ce qui fait que très peu d'études y soient consacrées.

## **IV.2. - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU RENDEMENT ISENTROPIQUE D'UNE TURBINE EN ECOULEMENT PULSE**

### **IV.2.1. - Objectif :**

L'objectif est de tenter de calculer un rendement isentropique instantané d'une turbine alimentée par un écoulement d'air pulsé. Ce rendement sera comparé au rendement obtenu lors des essais à pression constante (régime stationnaire).

### **IV.2.2. - Campagnes expérimentales :**

Lors de chaque campagne expérimentale, les grandeurs instantanées sont mesurées sur le turbocompresseur, en alimentation pulsée de type monocylindre (pour obtenir un signal où la composante instationnaire est forte).

Les paramètres mesurés sont :

- Pression instantanée d'entrée turbine  $P_e$

- Régime instantané du turbocompresseur  $N_{Turb}$
- Température instantanée de sortie turbine  $T_s$
- Vitesse instantanée de l'écoulement en sortie turbine  $u_s$
- Débit moyen  $\overline{Qm}$
- Température moyenne d'entrée turbine  $\overline{T_e}$ .

Les essais sont réalisés en faisant varier trois paramètres :

- Le régime culasse  $N_{mot}$
- La pression moyenne entrée turbine  $\overline{P_e}$
- Le type de turbocompresseur : possédant une turbine à géométrie fixe (TGF) ou une turbine à géométrie variable (TGV).

Afin d'établir les champs des valeurs caractéristiques de chaque turbomachine, une campagne d'essais préliminaire a été conduite, en alimentation à pression stabilisée, sur chacun des turbocompresseurs (à géométrie fixe et à géométrie variable).

#### IV.2.3. - Eléments sur les capteurs et moyens de mesure :

Afin de mesurer le régime de rotation instantané du turbocompresseur, l'acquisition de la mesure ne passe plus par la conversion numérique/analogique du boîtier Picoturn car celle-ci induit du retard. Le procédé choisi fait que la mesure se déclenche au moment où une aube passe devant le capteur inductif. Ainsi, les mesures ne se font pas à fréquence constante, car la fréquence de mesure dépend directement du régime de rotation du turbocompresseur.

Il a été tenté de réduire la taille du thermocouple pour mesurer les variations de température, mais sans approfondir l'influence du diamètre du thermocouple sur le signal mesuré (constante de temps du capteur indéterminée). Ce paramètre sera présenté pour mémoire, mais est difficilement exploitable.

Le film chaud est dépendant de la vitesse et de la température de l'air. Il faut donc être capable de mesurer la température instantanée pour utiliser correctement le film chaud. Ce qui n'est pas assuré. Les mesures film chaud vont donc être difficiles à exploiter d'un point de vue quantitatif.

Les mesures faites avec le débitmètre servant à l'établissement du débit moyen peuvent être remises en cause car les ondes de pression peuvent remonter le long de la ligne d'arrivée d'air et affecter la mesure.

Le cas présenté ci-après correspond à une campagne d'essais réalisée sur la turbine à géométrie variable tournant à  $30000 \text{ tr.min}^{-1}$  en moyenne, et sur laquelle la position d'ouverture de la GV est bloquée à 100%. L'écoulement est régulé à une température de  $100^\circ\text{C}$  et soumis à une pulsation de pression issue de la culasse, génératrice des pulsations, tournant à  $500 \text{ tr.min}^{-1}$ . Les débitmètres thermiques ayant montré une dérive significative des valeurs de débit, cet outil n'est utilisé que pour l'estimation du débit moyen. L'extraction des données relatives au débit masse passe par les équations de Barré-St-Venant [178] (eq.(I-44) et (I-45)). Ainsi, grâce à ces équations et à la connaissance de la position de l'ouverture de l'électrovanne de contrôle du débit d'entrée de la turbine, il est possible de définir une section de passage et donc un débit masse. Ici, l'ouverture de la vanne de contrôle est fixée à 13%.



❖ Mesure du régime de rotation du rotor :

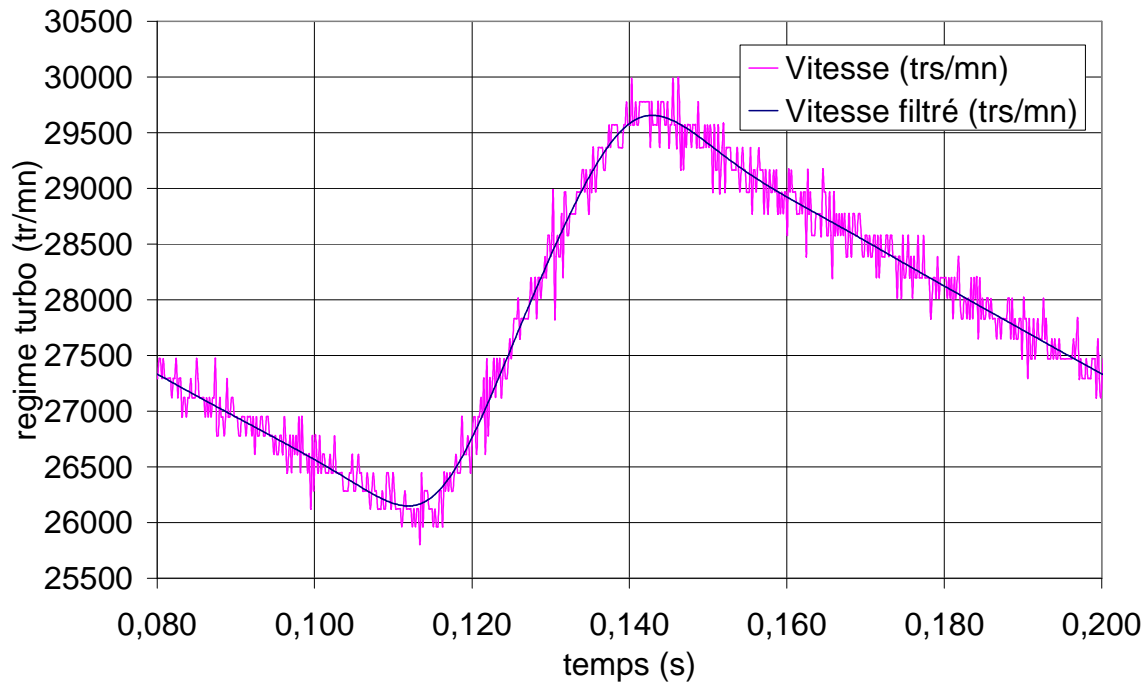


Figure IV-6 : Mesure du signal du régime de rotation du turbocompresseur.

Comme il aisément visible sur la Figure IV-6, le signal de mesure de la vitesse instantanée est bruité en raison de la technique de mesure (mesure discrète du temps entre 2 passages d'aube). Mais ce désagrément est nettement amélioré par la mise en œuvre d'un filtrage du signal via la fonction « filtfilt » de Matlab qui a l'avantage de ne pas induire de déphasage.

❖ Mesure de la température instantanée :

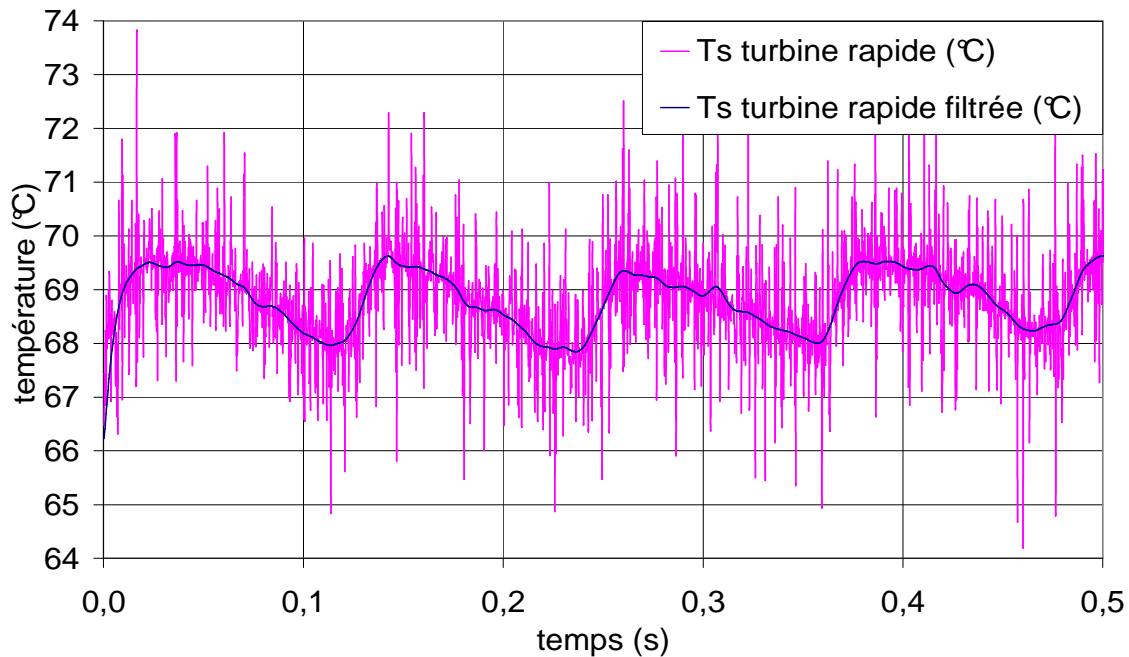


Figure IV-7 : Mesure du signal de la température instantanée de sortie de la turbine.

Comme l'illustre la Figure IV-7, la température en sortie de la turbine est très bruitée. Néanmoins, il a été possible de mesurer des pulsations de température avec un thermocouple de faible diamètre ( $5\mu m$ ). Malgré cela, nous avons renoncé à nous servir de cette mesure car l'étude de la dépendance de la mesure par rapport à la taille du thermocouple n'a pas été effectuée.

❖ Mesure de la vitesse par film chaud :

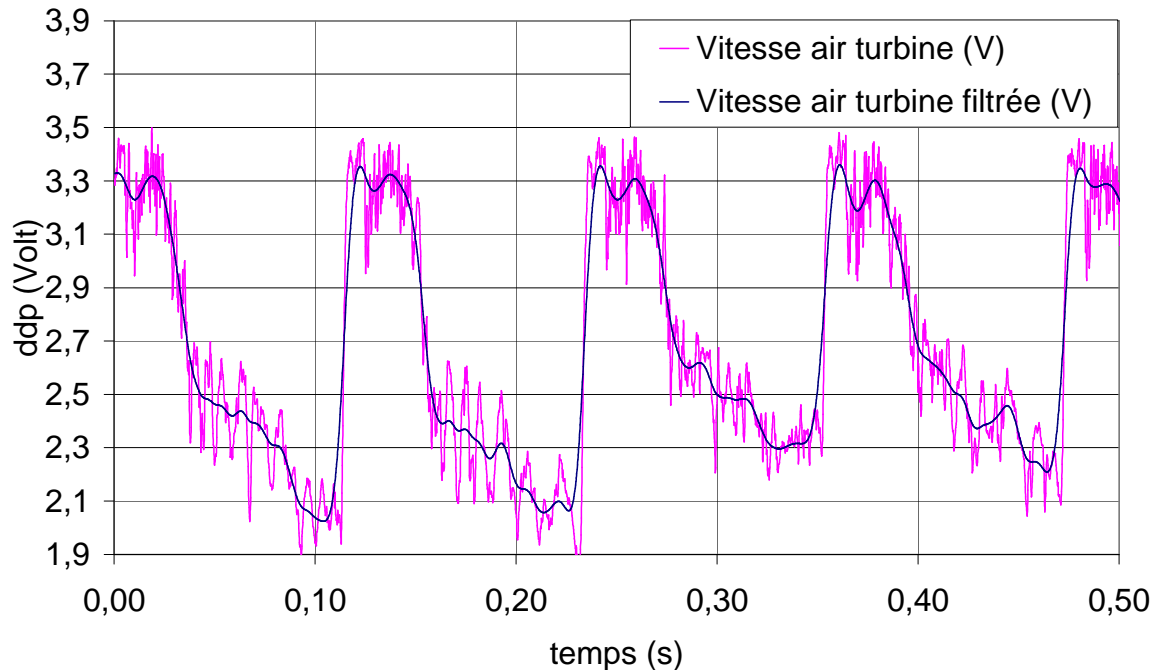


Figure IV-8 : Mesure du signal de la vitesse instantanée de l'écoulement en sortie de la turbine.

Sur la Figure IV-8, le filtrage fait disparaître des informations, comme à l'instant  $t \approx 0,35s$  où la pente de la courbe est faussée par la filtration du signal. Ainsi, en cas d'utilisation de cette mesure, il est nécessaire de garder le signal brut. La relation de passage de la ddp (tension aux bornes du film chaud) à la vitesse est très dépendante de la température. Or, la mesure de la température instantanée n'est pas fiable. Ainsi, la vitesse calculée ne sera pas non plus une valeur précise. De plus, la relation entre la ddp et le débit d'air est discutable en instationnaire pour des raisons d'établissement de couche limite.

❖ Mesure de la pression instantanée :

Sur la Figure IV-9, il est clairement visible que le filtrage de la pression décale sensiblement le signal. Il a donc été décidé d'utiliser le signal brut pour la suite de l'étude, même si d'autres méthodes de filtrage existent (moyenne synchrone, moyenne glissante, filtre passe-bande à fréquence modulée en fonction du régime du générateur de pulsation ou couplé à une analyse FFT, ...) et pourront faire l'objet de futures prospections. L'onde de type cloche, ainsi nommée dans la partie simulation de ce mémoire, est bien visible avec des bouffées de pression significatives, bien isolées les unes des autres.



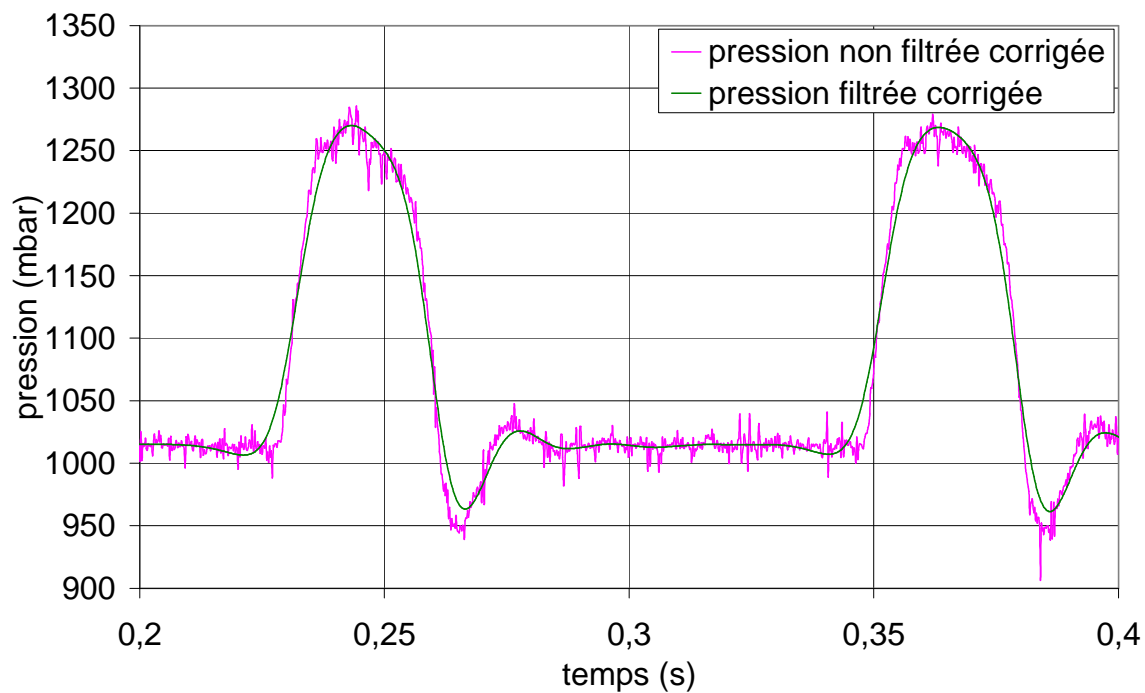


Figure IV-9 : Mesure du signal de la pression instantanée en entrée de la turbine.

❖ Mesure de la pression instantanée et de la variation de puissance :

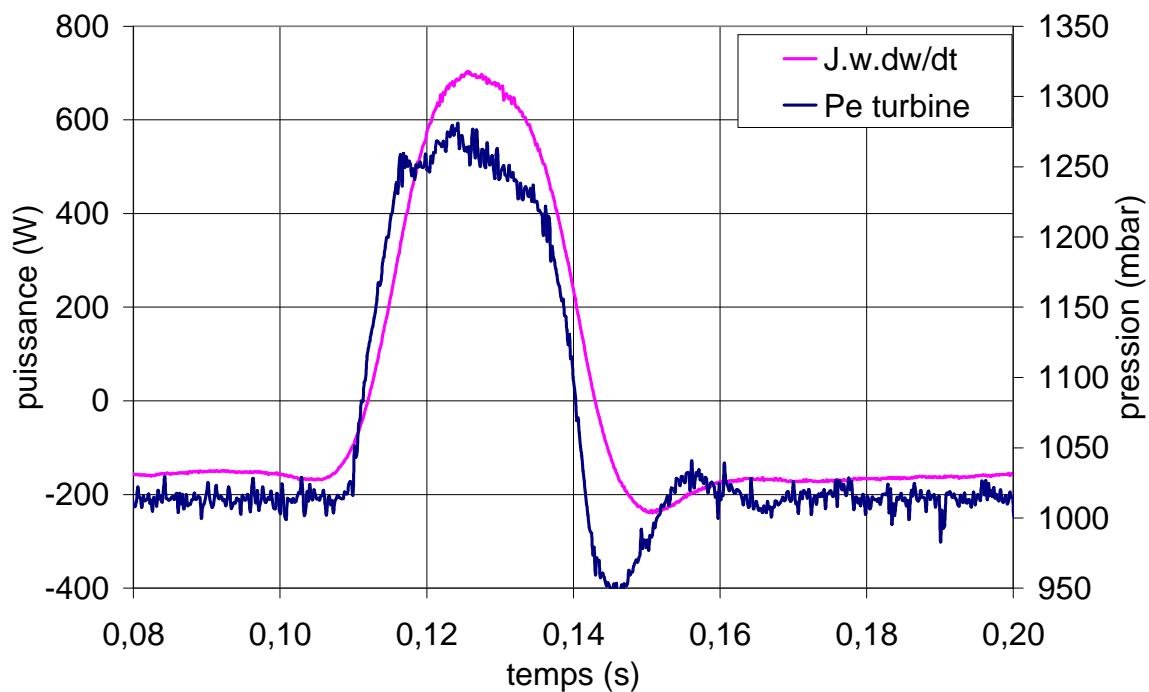


Figure IV-10 : Mesure du signal de la pression instantanée en entrée de la turbine et mesure de la variation de puissance sur le rotor.

Le terme  $J \cdot \omega \cdot \frac{d\omega}{dt}$  varie sensiblement de la même manière que la variation de la puissance récupérée par la turbine (ceci sera démontré ultérieurement). Assez curieusement, sur la Figure IV-10, la puissance instantanée de la turbine semble augmenter avant l'arrivée de l'onde de pression. Mais si l'on regarde la Figure IV-6, il est possible de remarquer qu'au pied de l'onde le signal filtré est légèrement déphasé (en avance) par rapport au signal mesuré. Cette constatation montre qu'il est très probable que le filtrage soit à l'origine de ce phénomène. Néanmoins, le décalage du signal de puissance par rapport à celui de la pression est très faible.

❖ Mesures avec une position de géométrie variable fermée :

Le cas d'essai utilisé pour l'analyse suivante correspond à une campagne expérimentale, toujours réalisée sur la turbine à géométrie variable tournant à  $30000 \text{ tr.min}^{-1}$  en moyenne, et sur laquelle la position d'ouverture de la GV est cette fois bloquée à 0% (fermée). L'écoulement est encore régulé à une température de  $100^\circ\text{C}$  et la fréquence des pulsations de pression correspond à un régime de rotation de la culasse de  $500 \text{ tr.min}^{-1}$ . L'ouverture de l'électrovanne de contrôle est fixée pour cet essai à 25%.

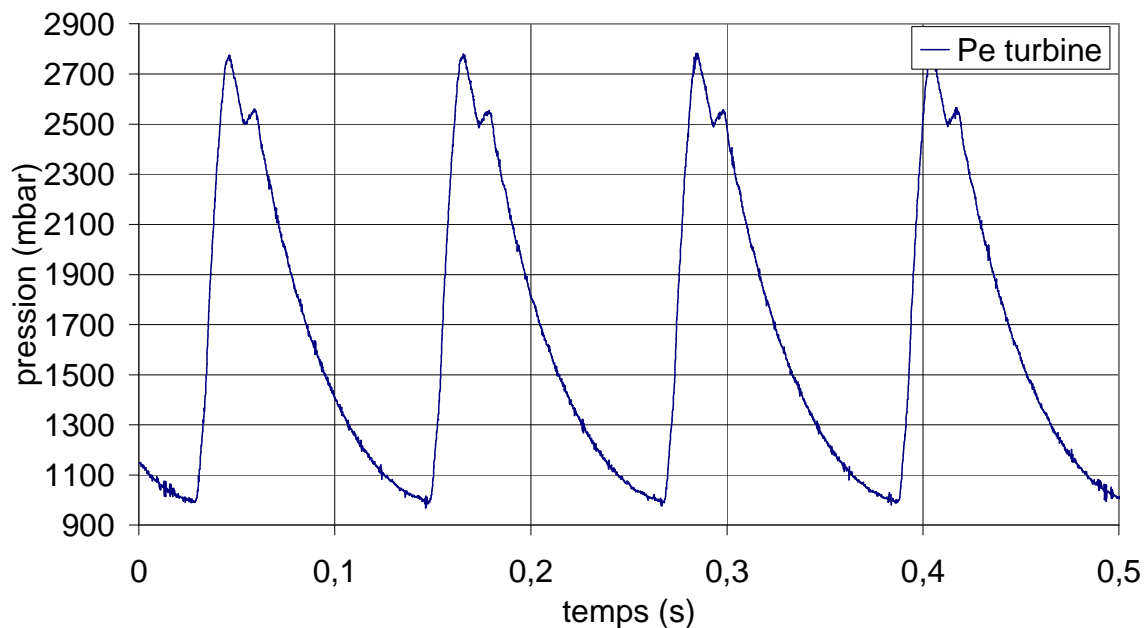


Figure IV-11 : Mesure du signal de la pression instantanée en entrée de la turbine.

Sur la Figure IV-11, les signaux de pression sont très différents de ceux rencontrés précédemment. La pression, liée à une phase d'échappement moteur, a juste le temps de redescendre à la pression atmosphérique avant que la bouffée de pression suivante arrive au point de mesure. En effet, dans le cas présent, la GV étant fermée, la turbine est beaucoup moins perméable et la ligne d'échappement a à peine le temps de se vider avant qu'une nouvelle bouffée d'échappement moteur ne se produise. Les variations de régime du turbocompresseur (voir Figure IV-12) sont alors très régulières, quasiment assimilables à une variation cycloïdale.

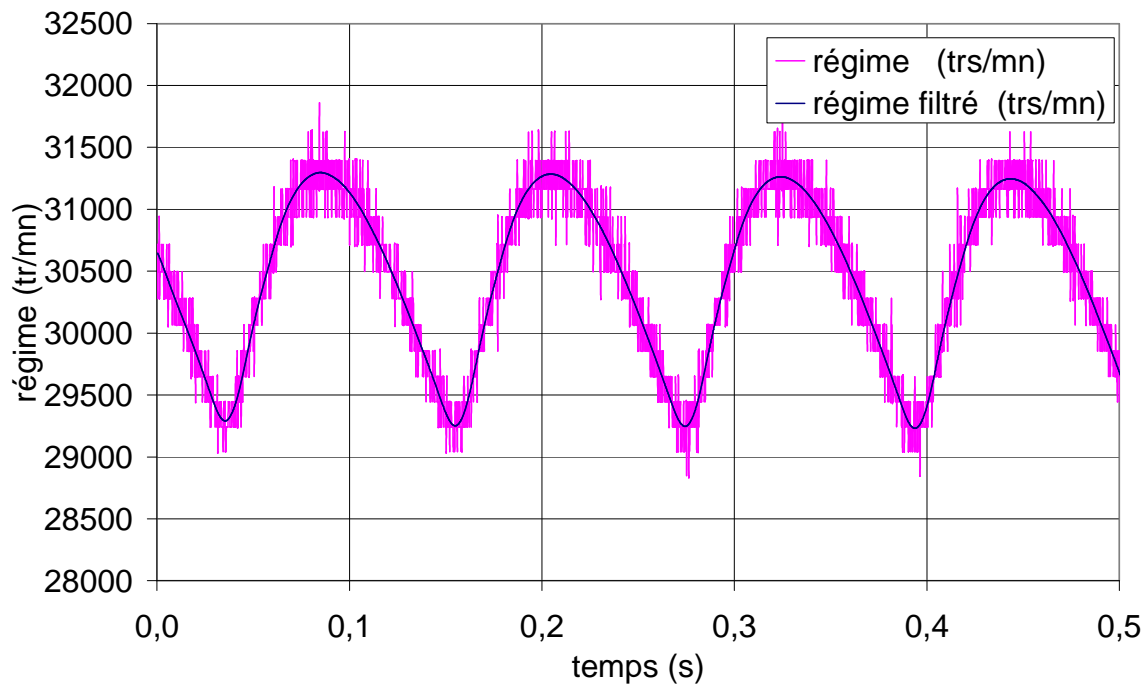


Figure IV-12 : Mesure du signal du régime de rotation du turbocompresseur.

#### IV.2.4. - Démarche pour tenter de mesurer les rendements instantanés :

Le rendement isentropique de détente d'une turbine est défini comme étant le rapport entre le travail interne d'une détente adiabatique et le travail de détente isentropique pour un taux de détente donné. L'expression du rendement de la turbine est défini par :

$$\eta_{turb} = \frac{W_{turb}}{W_{turb Is}} \quad (IV-4)$$

Il est possible de définir quatre orientations majeures de la mesure (ou estimation) de la puissance développée par une turbine. Pour être rigoureux, le choix doit être effectué en fonction de la nature de la mesure (écoulement adiabatique ou non, écoulement instationnaire ou stationnaire, ...). Mais certaines mesures sont plus délicates que d'autres, et obligent à mettre à œuvre des moyens techniques particuliers (I.6.3.2. -). Ainsi, l'équation (IV-5) définit la puissance de la turbine en fonction des conditions d'entrée et de sortie de la turbine. Dans ce cas de figure, il est impératif que la turbine fonctionne de manière adiabatique car le rendement calculé est un rendement thermodynamique, lequel fournit une évaluation du rendement à partir des performances globales de la turbine. Il est aussi possible de définir la puissance de la turbine à partir du triangle des vitesses, c'est l'équation d'Euler (IV-6). Cette dernière présente l'avantage d'être une définition aérodynamique, elle est donc apte à mesurer les performances d'une turbine dans des conditions d'écoulement non-adiabatique. De plus, d'un point de vue théorique, elle permet de mesurer la puissance instantanée de la turbine en écoulement instationnaire. Mais, la mise en œuvre de cette mesure est très compliquée. En effet, il est nécessaire de mesurer la vitesse axiale d'entrée rotor (la vitesse projetée étant calculée à partir du profil des aubages du rotor) où l'espace de mesure est très réduit. Il serait néanmoins

possible d'estimer cette mesure à partir d'hypothèses aérodynamique (orientation de l'écoulement dans le distributeur, absence de swirl en entrée de la volute,...) et d'une mesure à l'entrée de la volute. Mais cette solution paraît non rigoureuse, notamment en écoulement instationnaire car le comportement du fluide dans ces conditions n'est pas clairement défini. L'autre paramètre rédhitoire (sans compter le risque de rupture du film chaud) est que la mesure de vitesse instantanée est effectuée par film chaud, laquelle nécessite un étalonnage en pression et température et l'utilisation de l'hypothèse d'un comportement quasi-statique de l'élément de mesure, pour la correction des mesures. L'autre méthode envisageable est la mesure mécanique de puissance (IV-7), qui s'effectue grâce à l'utilisation de couplemètre ou de dynamomètres [173, 244, 245, 262, 277]. Mais ces derniers limitent et modifient les caractéristiques de fonctionnement de la turbine tel que les transferts thermiques ou encore l'inertie mécanique. Une méthode plus aisée, utilisée notamment par Capobianco *et al.* [246-248], consiste à se servir de la partie compresseur de la turbomachine comme d'un dynamomètre bien que cette mesure caractérise la puissance moyenne de la turbine (il n'y a pas de variations de pression assez significatives pour être prises en compte dans la partie compresseur bien que la turbine fonctionne en écoulement pulsé).

$$\dot{W}_{Turb} = \dot{Q}m_{Turb} \cdot \overline{C_p} \cdot (T_{e\_Turb}^* - T_{s\_Turb}^*) \quad (IV-5)$$

$$\dot{W}_{Turb} = (U_{e\_Rt} \cdot C_{\theta e\_Rt} - U_s \cdot C_{\theta s}) \cdot \dot{Q}m_{Turb} \quad (IV-6)$$

$$\dot{W}_{Turb} = T_{Turb} \cdot \omega_{Turb} \quad (IV-7)$$

$$\dot{W}_{Turb} = \frac{\dot{Q}m_{Comp} \cdot \overline{C_p} \cdot (T_{s\_Comp}^* - T_{e\_Comp}^*)}{\eta_{méca}} \equiv \dot{W}_{comp} + \dot{W}_{frot} \quad (IV-8)$$

La puissance isentropique instantanée de la turbine, nécessaire pour la définition du rendement de celle-ci (IV-4), est calculée à partir du débit masse entrant ( $\dot{Q}m$ ), de la température totale d'entrée ( $T_e^*$ ), et des pressions instantanées d'entrée ( $P_e$ ) et de sortie ( $P_s$ ) de la turbine (loi de Laplace) :

$$\dot{W}_{turb\ Is} = \dot{Q}m \cdot \overline{C_p} \cdot T_e^* \left[ 1 - \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right] \quad (IV-9)$$

Les valeurs mesurées sur la partie turbine sont :  $\dot{Q}m$ ,  $P_e$ ,  $T_e$  et  $P_s$  avec  $P_s \approx P_{atm}$ .

Les valeurs totales sont définies à partir des équations suivantes :

$$T_e^* = T_e + \frac{u_e^2}{2 \cdot C_{p_e}} \quad (IV-10)$$

$$\frac{P_e^*}{P_e} = \left( \frac{T_e^*}{T_e} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{IV-11})$$

La vitesse d'entrée du fluide est déterminée à partir des conditions d'entrée et de la section d'entrée, telle que :

$$u_e = \frac{Qm}{\rho_e \cdot S_e} \quad (\text{IV-12})$$

Pour une densité calculée à partir de la loi des gaz parfait :

$$\rho_e = \frac{P_e}{r \cdot T_e} \quad (\text{IV-13})$$

Ayant tous les paramètres permettant d'établir la puissance instantanée isentropique, il est nécessaire de définir un protocole permettant de mesurer la puissance réelle de la turbine. A cet effet, il fut choisi d'appliquer le *principe fondamental de la dynamique* (PFD) sur l'arbre de la turbine. L'expression du PFD est la suivante :

$$J \cdot \frac{d\omega}{dt} = T_{Turb} - T_{comp} - T_{frot} \quad (\text{IV-14})$$

Soit, si l'on transpose l'équation (IV-14) sous forme de bilan de puissance :

$$J \cdot \omega \frac{d\omega}{dt} = \dot{W}_{turb} - \dot{W}_{comp} - \dot{W}_{frot} \quad (\text{IV-15})$$

Ainsi la puissance récupérée par la turbine s'exprime telle que :

$$\dot{W}_{turb} = J \cdot \omega \frac{d\omega}{dt} + \dot{W}_{comp} + \dot{W}_{frot} \quad (\text{IV-16})$$

Les valeurs des termes  $J \cdot \omega \frac{d\omega}{dt}$  sont directement calculées à partir des mesures. Afin de déterminer la puissance de la turbine il reste à calculer les termes  $\dot{W}_{comp}$  et  $\dot{W}_{frot}$ .

#### IV.2.4.1. - Le calcul de la puissance du compresseur :

La méthode de calcul de la puissance développée par le compresseur se base sur les essais d'étalonnage réalisés en alimentation stationnaire et à régime de rotation constant. Le circuit récepteur du compresseur n'a pas été modifié entre les essais réalisés en régime stationnaire et ceux en régime pulsé. Ainsi, il est possible de démontrer que  $\dot{W}_{comp}$  est uniquement dépendant de la vitesse de rotation du rotor. A partir du rendement turbine standard, déterminé par les constructeurs, et, de la pression d'entrée et de sortie de la turbine, il est aisé de déterminer  $\dot{W}_{comp}$  tel que :

$$\dot{W}_{comp} = \eta_{méca} \cdot \dot{W}_{turb} = \eta_{méca} \cdot \eta_{T-s} \cdot \dot{Q}m \cdot \overline{C_p} \cdot T_e^* \left[ 1 - \left( \frac{P_e^*}{P_s} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right] \quad (IV-17)$$

Sachant que les paramètres de rendements sont connus puisque nous disposons des données constructeurs est que ceux-ci établissent le rendement total-à-statique de la turbine comme la produit du rendement thermodynamique et du rendement mécanique  $\eta_{méca} \cdot \eta_{T-s} = \{\eta_{T-s}\}_{Constructeur}$ .

Les résultats de cette étude permettent de caractériser la courbe de puissance du compresseur  $\dot{W}_{comp}$  en fonction du régime de rotation du rotor  $N_{turb}$ , pour la TGF et pour chaque ouverture de TGV comme l'illustre la Figure IV-13 et la Figure IV-14.

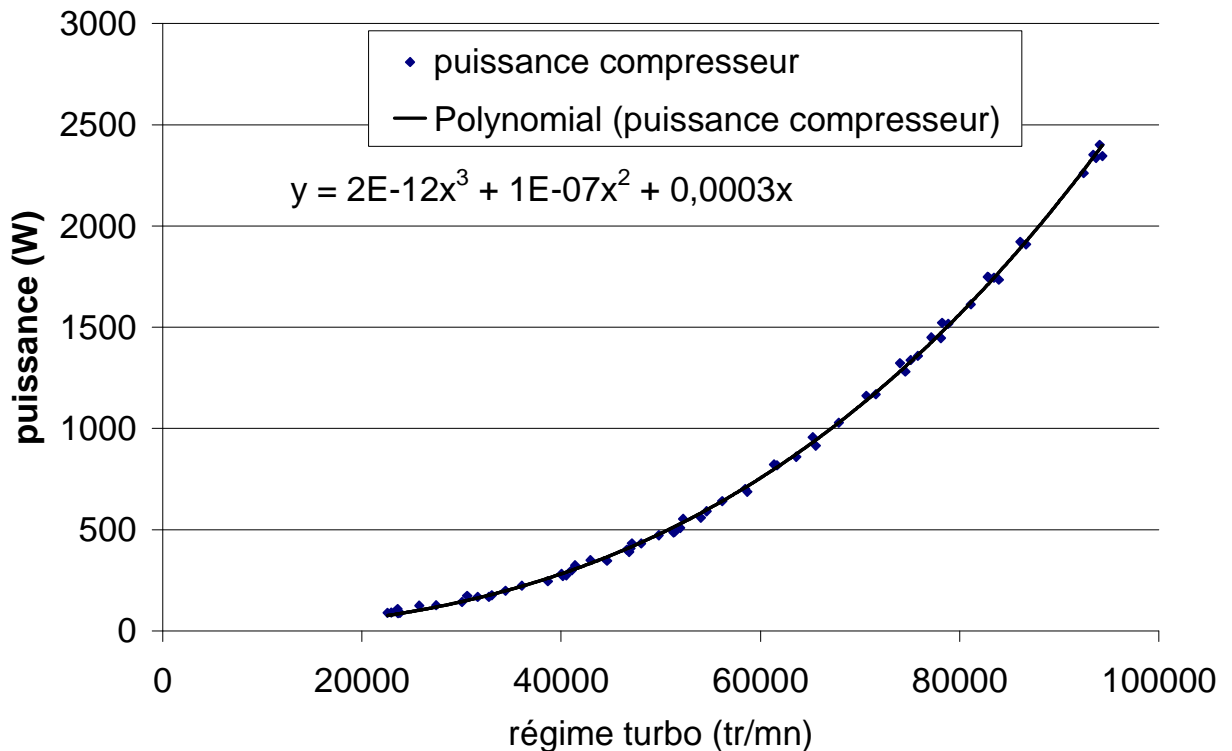


Figure IV-13 : Courbe de puissance du compresseur en fonction du régime de rotation du rotor, pour une TGF.

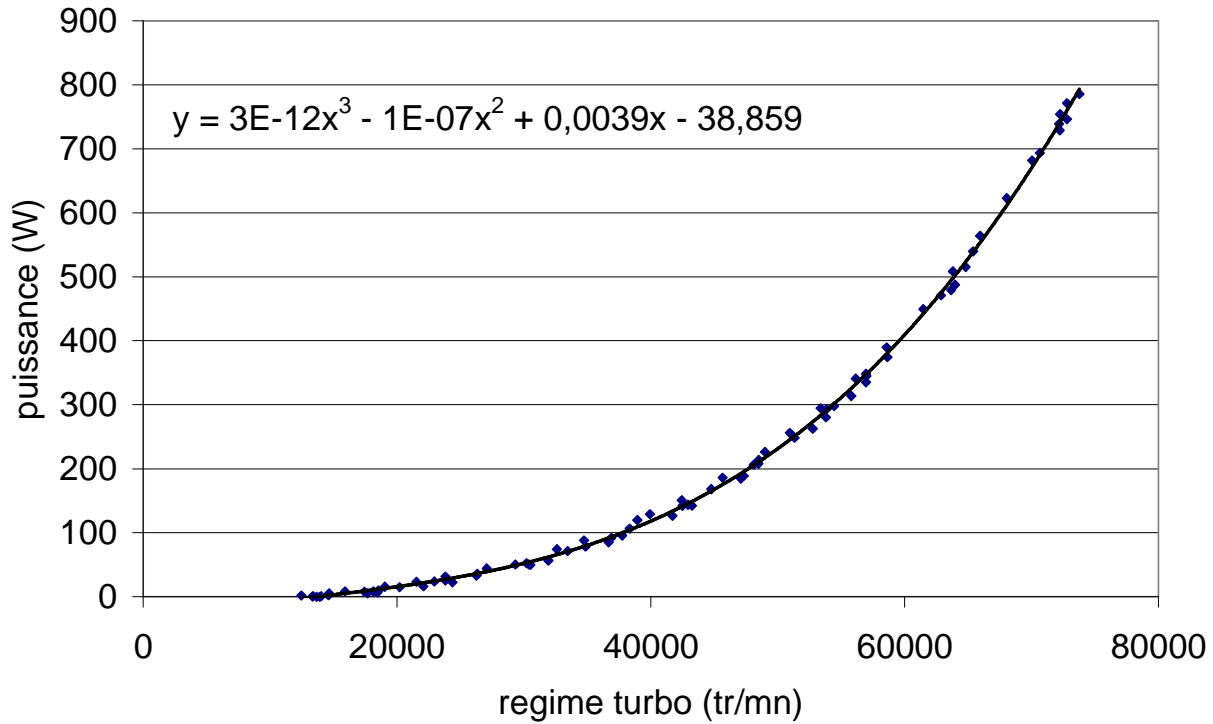


Figure IV-14 : Courbe de puissance du compresseur en fonction du régime de rotation du rotor, pour une ouverture de TGV fixée à 100%.

Dans l'hypothèse où  $\dot{W}_{frot}$  n'est pas modifié entre les conditions stationnaires et pulsées et que la variation de régime turbo ne modifie pas l'expression de la puissance consommée par le compresseur, il est alors possible d'utiliser les courbes ci-dessus pendant les essais réalisés en alimentation en air pulsé de la turbine.

#### IV.2.4.2. - Le calcul de la puissance de frottement :

L'évaluation de la puissance de frottement  $\dot{W}_{frot}$  est évaluée à partir des travaux expérimentaux de Michaël Deligant [304].

$$\dot{W}_{frot} = K1 \cdot N_{turb} \cdot \mu \cdot \varnothing_{arbre} \quad (IV-18)$$

Où :

- $K1 = 45,5$  constante de recalage.
- $\varnothing_{arbre}$  le diamètre de l'arbre = 6mm.
- $\mu$  la viscosité de l'huile, calculée avec un polynôme de degré 4 en fonction de la température d'entrée d'huile (en °C) et déterminé grâce aux résultats et modélisations de la thèse de M. Deligant [304].  

$$\mu = (3,40723e^{-2}) - (5,16593e^{-4}) \cdot T_{huile} + (4,17253e^{-6}) \cdot T_{huile}^2 - (1,79179e^{-8}) \cdot T_{huile}^3 + (3,12623e^{-11}) \cdot T_{huile}^4$$
- $N_{turb}$  vitesse de rotation de l'arbre.

IV.2.4.3. - *Evaluation du débit instantané à travers la turbine :*

Lors de cette étude, nous avons tenté d'évaluer le débit instantané à partir d'un film chaud, mais la dépendance vis-à-vis de la température de la réponse du film chaud rend difficile l'application de cette méthode. Il a donc été choisi d'effectuer une autre démarche consistant à utiliser la courbe caractéristique de débit de la turbine, établie en écoulement stationnaire.

L'illustration suivante, Figure IV-15, correspond au cas d'essai de la turbine à géométrie fixe tournant à 45 000 tr.min<sup>-1</sup> en moyenne, soumise à un air pulsé à 500 tr.min<sup>-1</sup> et chauffé à 100°C. L'ouverture de l'électrovanne de contrôle conditionnant le débit traversant la turbine est fixée à 15%.

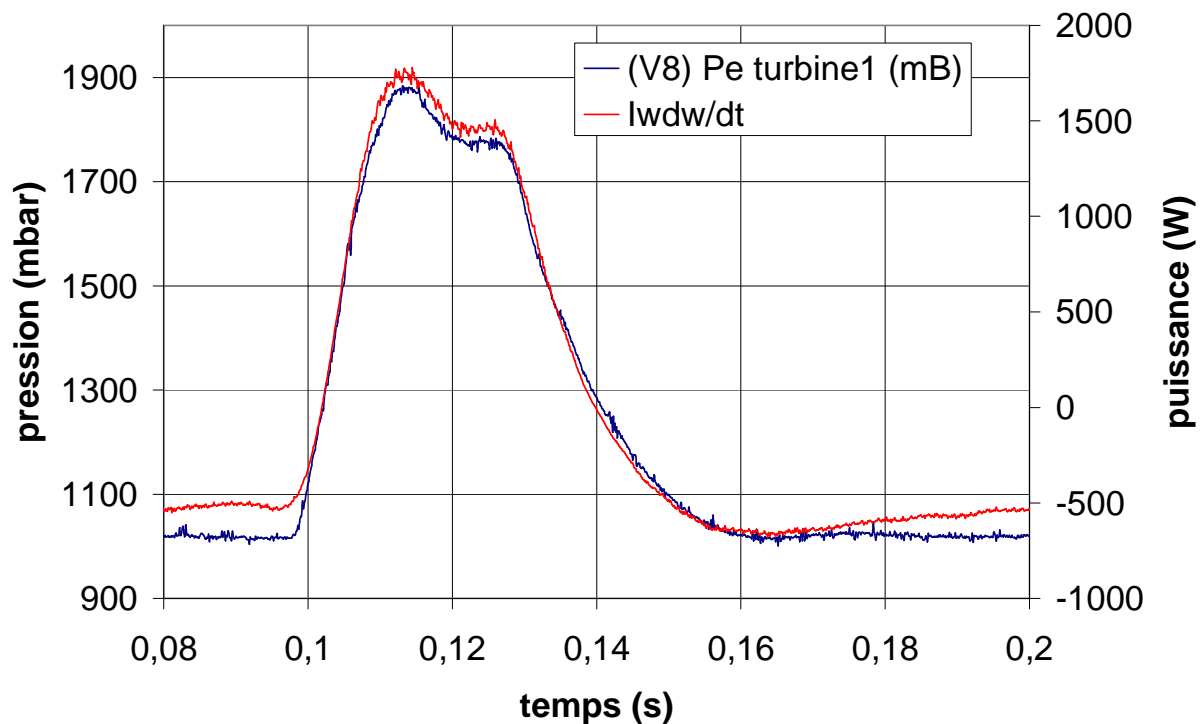


Figure IV-15 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine.

La Figure IV-15 représente la variation instantanée de puissance  $\left( J \cdot \omega \cdot \frac{d\omega}{dt} \right)$  et la pression en entrée turbine, en fonction du temps. Le terme  $\left( J \cdot \omega \cdot \frac{d\omega}{dt} \right)$  est une puissance si l'on se réfère au principe fondamental de la dynamique. Or comme nous pouvons le voir sur la Figure IV-15, il n'y a pas de décalage temporel entre les 2 courbes tracées.

Comme la turbine ne peut pas fournir de puissance sans débiter du fluide, il est possible d'en déduire que le débit est lié directement à la pression en entrée turbine et qu'il n'y a pas de déphasage. C'est l'hypothèse quasi-statique qui apparaît ici acceptable pour des fréquences de pulsations assez faibles. La courbe caractéristique de débit établie en pression stabilisée, sera donc utilisée pour calculer le débit instantané de la turbine lorsque celle-ci est soumise à une alimentation pulsatoire.



#### IV.2.5. - Application de la démarche :

La démarche présentée précédemment a été appliquée à deux types de turbines différentes, une turbine à géométrie fixe et une turbine à géométrie variable. Les sections suivantes présentent une analyse des résultats des essais réalisés. Pour tous ces essais, le niveau d'ouverture de la commande de bypass est fixé à 0%.

##### IV.2.5.1. - Calcul du rendement de la turbine à géométrie fixe (TGF) :

La turbine à géométrie fixe est alimentée en air chauffé (à 100°C) et pulsé (régime culasse 500 et 1000 tr.min<sup>-1</sup>). Le débit d'air entrant est contrôlé par une électrovanne dont l'ouverture est fixée à 15% pour cet essai. Par ailleurs, le moment d'inertie du rotor de cette turbine a été évalué à  $J = 1,20e^{-5} kg.m^2$  et le régime de rotation moyen du rotor à 45 000 tr.min<sup>-1</sup>.

Les résultats présentés Figure IV-16 et Figure IV-17, illustre l'évolution des performances de la turbine soumise à un écoulement pulsé avec deux fréquences différentes.

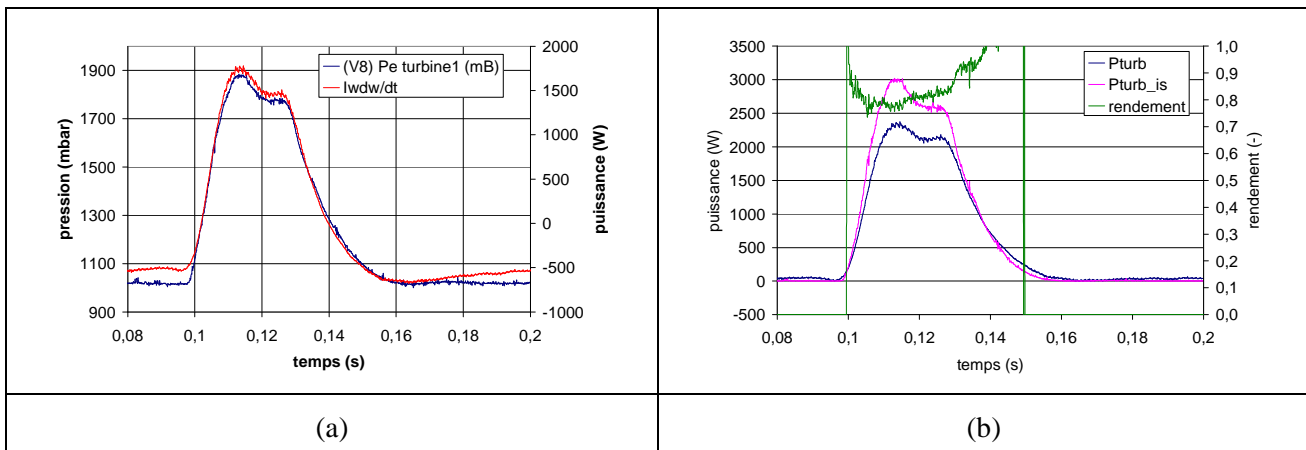


Figure IV-16 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot} = 500 \text{ tr.min}^{-1}$ .

Comme observé sur la Figure IV-16 (a) et Figure IV-17 (a), la variation de puissance sur l'arbre de la turbine a, et conserve avec l'augmentation de la fréquence des pulsations, une évolution en phase avec les variations de pression à l'entrée de la turbine.

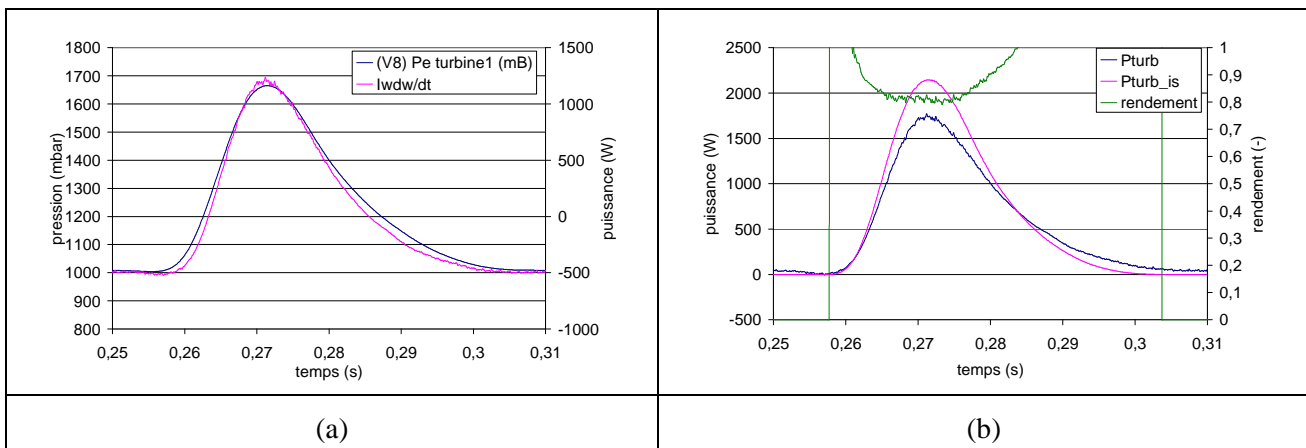


Figure IV-17 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot} = 1000 \text{ tr.min}^{-1}$ .

Il en est de même pour l'évolution de la puissance mécanique et la puissance isentropique de la turbine, illustrées sur la Figure IV-16 (b) et la Figure IV-17 (b), ces deux paramètres semblent être particulièrement coordonnés. Néanmoins, la puissance mécanique récupérée par la turbine atteint parfois des valeurs supérieures à celles de la puissance isentropique. Il en résulte des valeurs de rendement supérieures à l'unité.

Pour un régime de rotation moyen du rotor de  $65\,000\text{ tr.min}^{-1}$ , ainsi qu'une ouverture plus importante de l'électrovanne de commande (25%), et donc du débit traversant la turbine, la tendance reste assez semblable. C'est-à-dire que les courbes de pression et de puissance (Figure IV-18 (a) et Figure IV-19 (a)) sont très similaires et évoluent en phase l'une avec l'autre. Néanmoins, sur la Figure IV-19 (a), à l'instant 0,11s il y a un léger délai entre accélération du rotor et la variation de pression à l'entrée de la turbine (hypothèse de comportement quasi-statique mise en défaut).

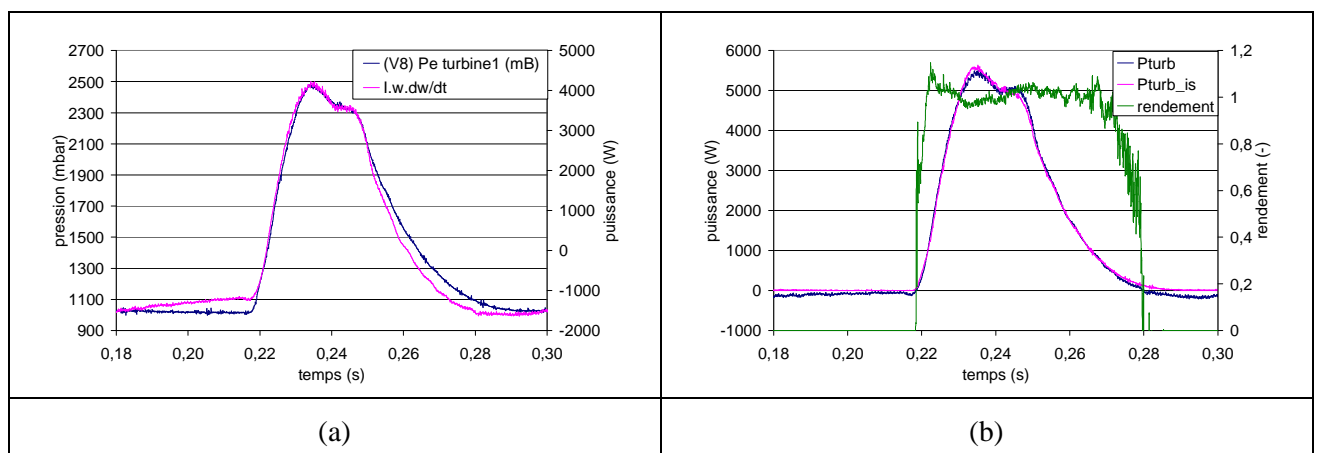


Figure IV-18 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b) ,  $N_{\text{rot}}=500\text{tr.min}^{-1}$ .

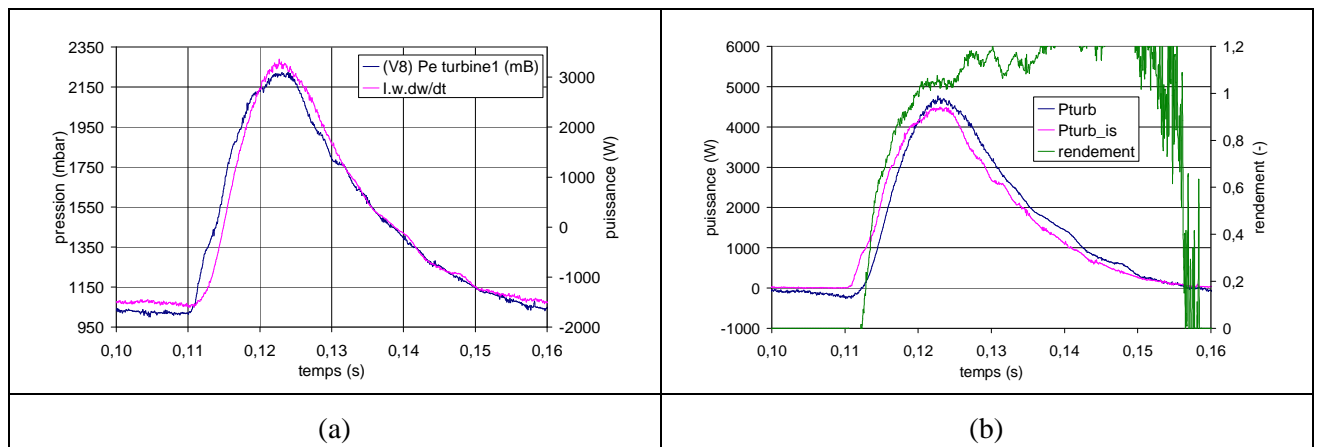


Figure IV-19 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{\text{rot}}=1000\text{tr.min}^{-1}$ .

Mais, contrairement à l'observation précédente, la fréquence de pulsation de l'écoulement gazeux a une influence importante sur le rendement, et donc sur les puissances calculées et mesurées comme il est possible de la voir sur la Figure IV-18 (b) et Figure IV-19 (b). En effet, sur la Figure IV-18 (b) correspondant à un régime de culasse de  $500\text{ tr.min}^{-1}$ , les deux variables de puissance sont en phase ; mais lorsque le régime de

la culasse monte à 1000 tr.min<sup>-1</sup>, Figure IV-19 (b), un léger déphasage est visible (bien que les deux courbes de puissance aient leurs valeurs maximales au même instant). Dans la méthode proposée, la puissance récupérée par la turbine est uniquement dépendante du régime de rotation du rotor, et de son évolution dans le temps. Alors que, la puissance isentropique est dépendante du taux de détente, de la température totale et du débit d'entrée turbine. Ce décalage peut être dû au temps de parcours de l'onde entre l'entrée de la turbine et son action sur le rotor, mais il est aussi très dépendant des forces d'inerties. Ainsi, plus le régime de la turbine sera élevé, moins la turbine sera sensible aux variations des conditions d'écoulement.

#### IV.2.5.2. - Calcul du rendement de la turbine à géométrie variable (TGV) :

La turbine à géométrie variable est alimentée en air chauffé (à 100°C) et pulsé (régime culasse 500 et 1000tr.min<sup>-1</sup>). Pour le cas suivant, le débit d'air entrant est contrôlé par une électrovanne dont l'ouverture est fixée à 13%, le distributeur à aubes mobiles est ouvert à 100% et le régime de rotation moyen du rotor est de 30 000 tr.min<sup>-1</sup>. Regardant la Figure IV-20 (a) et la Figure IV-21 (a), il n'y a pas de différence de forme entre les deux essais. De plus, l'amplitude de la variation de puissance (terme  $J\omega \cdot \frac{d\omega}{dt}$ ) reste très semblable d'un modèle à l'autre ce qui traduit d'un régime de rotation moyen ( $\bar{\omega}$ ) très similaire entre ces deux essais.

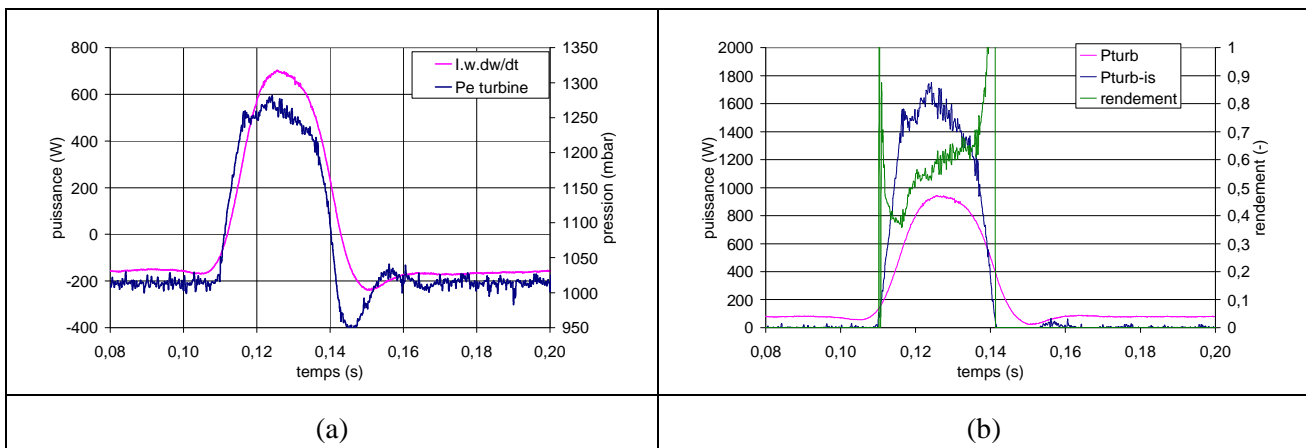


Figure IV-20 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot}=500\text{tr.min}^{-1}$ .

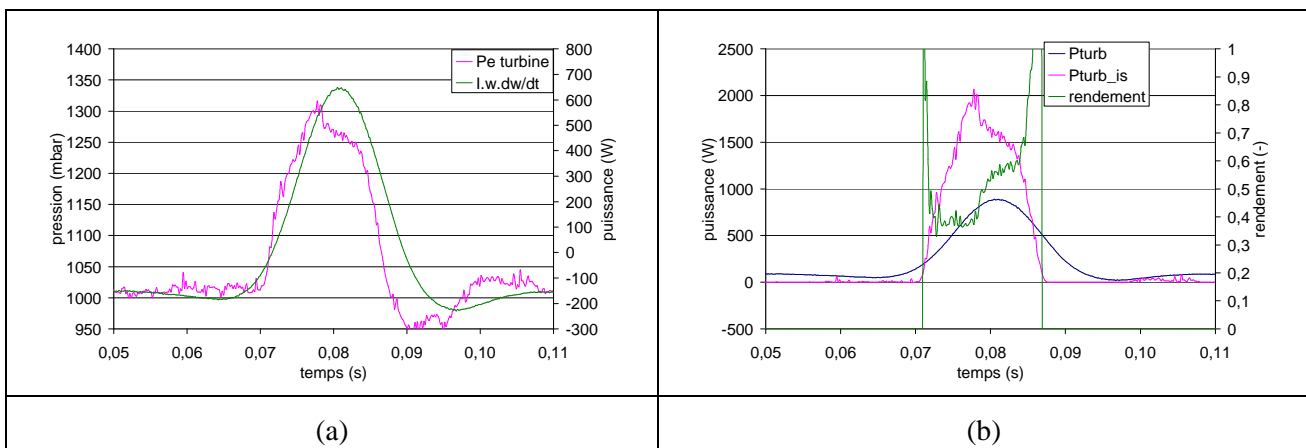


Figure IV-21 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot}=1000\text{tr.min}^{-1}$ .

La Figure IV-20 (b) et la Figure IV-21 (b) présentent l'évolution des performances de la turbine à géométrie variable. Comme pour le cas présenté pour la turbine à géométrie fixe, l'augmentation de la fréquence des pulsations induit un léger accroissement du déphasage entre la puissance mécanique récupérée et la puissance isentropique. Ce déphasage est en partie responsable de l'estimation d'une valeur de rendement supérieur à l'unité.

Pour les cas présentés ci-dessous, Figure IV-22 et Figure IV-23, l'ouverture de l'électrovanne, contrôlant le débit traversant la turbine, est fixée à 34%. Le régime de rotation moyen du rotor de la turbine est ainsi fixé à 70 000tr.min<sup>-1</sup>. L'ouverture de la GV est toujours fixée à 100%. S'intéressant à la Figure IV-22 (a) et à la Figure IV-23 (a), il est possible de constater que le déphasage entre l'onde de pression et la variation de puissance augmente, avec l'augmentation de la fréquence des pulsations de pression. Or, le paramètre  $J\omega \cdot \frac{d\omega}{dt}$  ne peut pas varier sans une variation du débit traversant le rotor, ce qui mènerait à dire qu'il y a un léger déphasage entre l'onde de pression et l'onde de vitesse. Cette hypothèse mettrait ainsi en défaut la méthode de calcul de la puissance de la turbine.

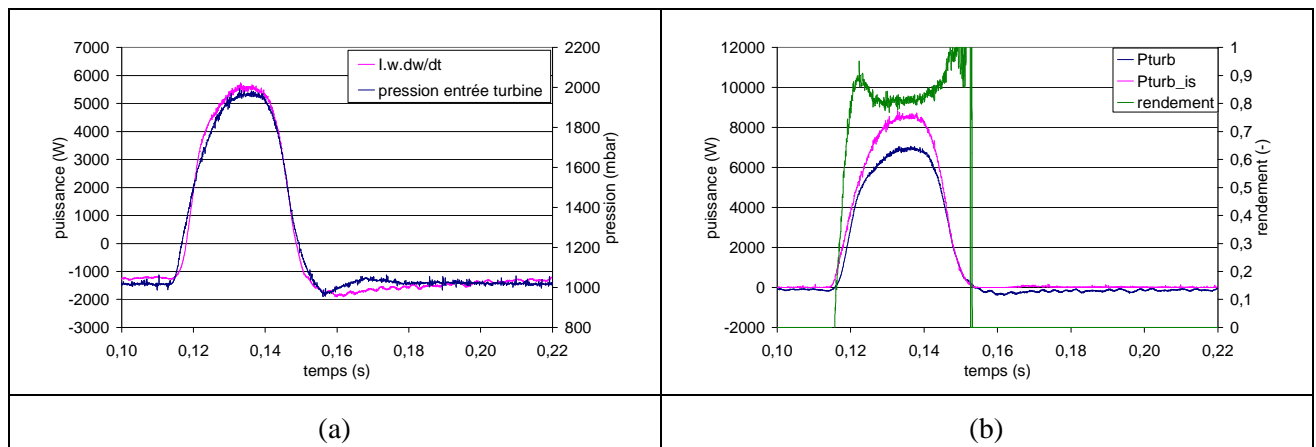


Figure IV-22 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mor}=500\text{tr.min}^{-1}$ .

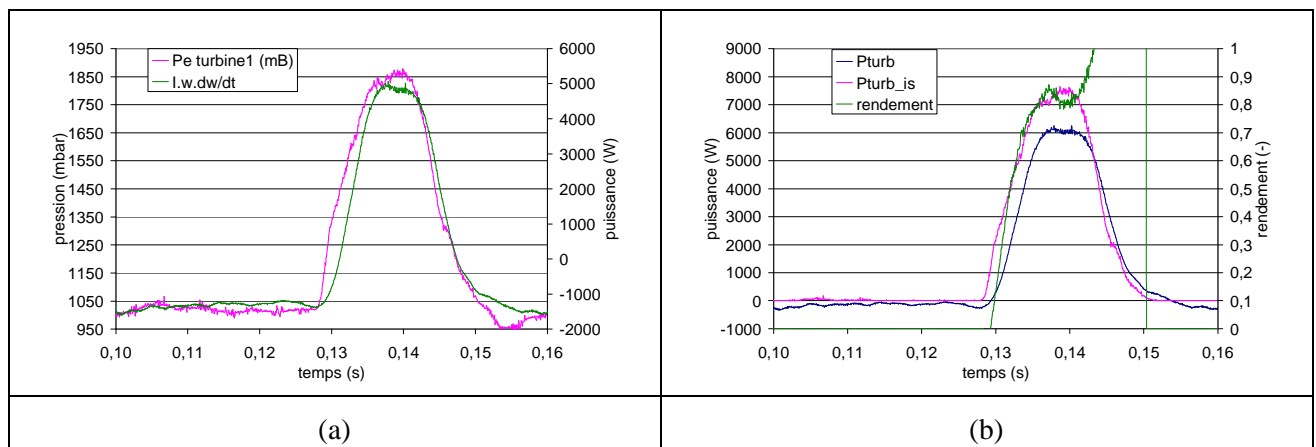


Figure IV-23 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mor}=1000\text{tr.min}^{-1}$ .

Néanmoins, lorsque le déphasage est inexistant, comme sur la Figure IV-22 (b), le rendement calculé est très élevé et atteint même des valeurs supérieures à l'unité. Aussi bien que la méthode employée soit critiquable, elle n'est pas responsable (du moins peut-être en partie seulement) de la surestimation du rendement de la turbine. D'ailleurs, la mesure de rendements supérieurs à l'unité est courante dans la bibliographie portant sur l'étude des turbomachines fonctionnant en écoulement pulsé [141],[233-235]. Ceci provient du fait que les conditions d'entrée et de sortie de la turbine ne correspondent pas aux conditions d'entrée et sortie du rotor, au même instant. Il y a notamment le temps de parcours de l'onde dans la volute qui doit être pris en compte. Il existe des méthodes basées sur la vitesse de déplacement de l'onde de pression [173], ou celle du fluide [193, 245], ou encore une combinaison de la vitesse du son et de la vitesse du fluide [263] permettant de corriger le délai de transport de l'onde du plan de mesure à l'entrée du rotor. La différence entre ces trois méthodes réside dans l'hypothèse de la vitesse de propagation de l'onde. La suite des résultats proposés ne tient pas compte du délai de parcours de l'onde afin de garder une continuité dans l'analyse des performances de la méthode proposée, mais la prise en compte de ce phénomène fait partie intégrante des améliorations pouvant être apportées à cette méthode de calcul du rendement de la turbine.

Cette fois, la turbine à géométrie variable est en position fermée (0%), la température de l'air est toujours de 100°C, l'ouverture de l'électrovanne de contrôle est fixée à 25% et le régime moyen de rotation du rotor est de 35 000 tr.min<sup>-1</sup>. Pour les deux premières fréquences de pulsations (régime culasse 500 et 1000tr.min<sup>-1</sup>), le déphasage entre le signal de pression et la courbe de variation de puissance est nul (voir Figure IV-24(a) et Figure IV-25(a)). Les deux signaux ont par ailleurs une forme assez semblable traduisant d'une relation certaine entre ces deux paramètres. Pour le régime de rotation de 2000 tr.min<sup>-1</sup> (voir Figure IV-26 (a)), les résultats sont plus difficiles à exploiter. Le signal semble être légèrement déphasé si l'on regarde aux pieds des deux ondes, mais le retard est rattrapé avec l'augmentation en pression du signal. Le plus remarquable est que l'onde caractérisant la variation de puissance sur le rotor est en avance de phase sur le signal de pression. Cette manifestation peut être le fruit de plusieurs phénomènes. Il peut se produire un phénomène dans la volute (puisque il s'agit du seul élément volumique entre le plan de mesure à l'entrée de la turbine et la puissance sur l'arbre du rotor) et/ou sur le signal lui-même, mais aussi sur le compresseur. Si l'on reprend les hypothèses de départ, ce phénomène impliquerait que l'onde de vitesse arrive avant l'onde de pression sur les aubages du rotor ce qui est physiquement impossible. Une analyse du niveau d'échantillonnage du signal évacue l'hypothèse d'un défaut par manque de points de mesures dans le temps. La dernière hypothèse est que le phénomène est imputable au filtrage du signal (lequel est par ailleurs inexploitable sans filtrage à cette fréquence de pulsation). L'analyse de la Figure IV-26 (a) est difficile à effectuer. Par ailleurs, les résultats présentés sur ces figures peuvent être mis en parallèle avec ce qui se produit sur la turbine à géométrie fixe qui possède le même degré de réaction que la turbine à géométrie variable en position fermée.

Sur l'ensemble des figures (Figure IV-24(b), Figure IV-25(b) et Figure IV-26 (b)), l'augmentation de la fréquence des pulsations a une influence non-négligeable sur les valeurs de rendement. Il est remarquable de voir que lors de la phase principale de prélèvement de puissance au fluide par la turbine, le rendement atteint sa valeur minimale. Inversement, lorsque les puissances en jeu sont très faibles, le rendement croît fortement. Ce phénomène peut être issu du caractère pulsatoire de l'écoulement qui produit des effets de masse dans la turbine. Mais il peut aussi s'agir, du point de vue critique, d'un défaut de la méthode de calcul. A 2000 tr.min<sup>-1</sup>, alors que le régime des pulsations augmente, les valeurs de rendement et de puissance tendent fortement à se stabiliser. Autrement dit, lorsque la fréquence des pulsations augmente, la turbine tend à avoir un comportement quasi-statique (dans le sens où elle se rapproche d'un comportement à régime établi). Ce comportement conforte l'orientation de l'étude vers les plus bas régimes de pulsation, pour lesquels les phénomènes instationnaires sont prépondérants et nécessitent une analyse.

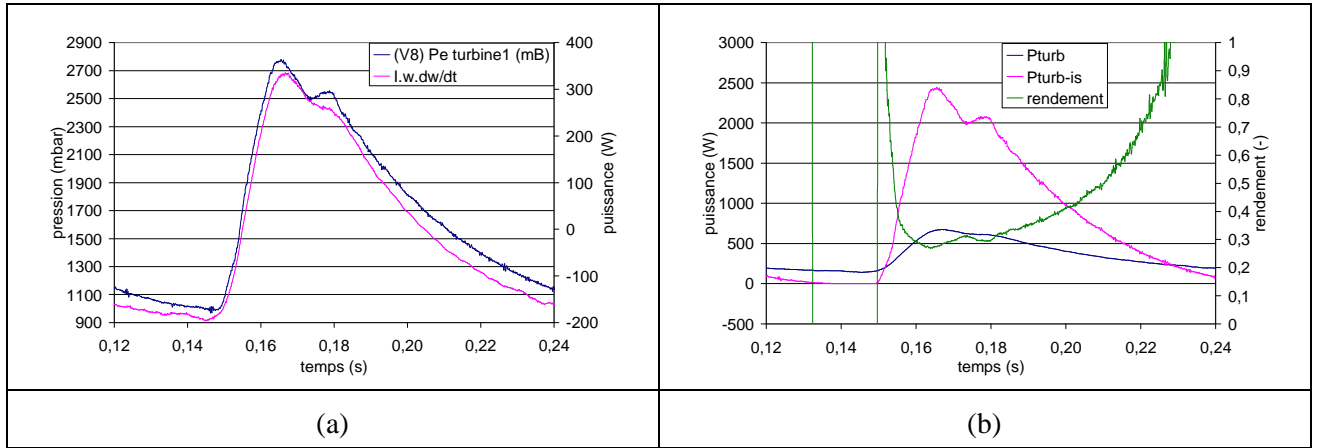


Figure IV-24 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b) ,  $N_{mot}=500 \text{ tr.min}^{-1}$ .

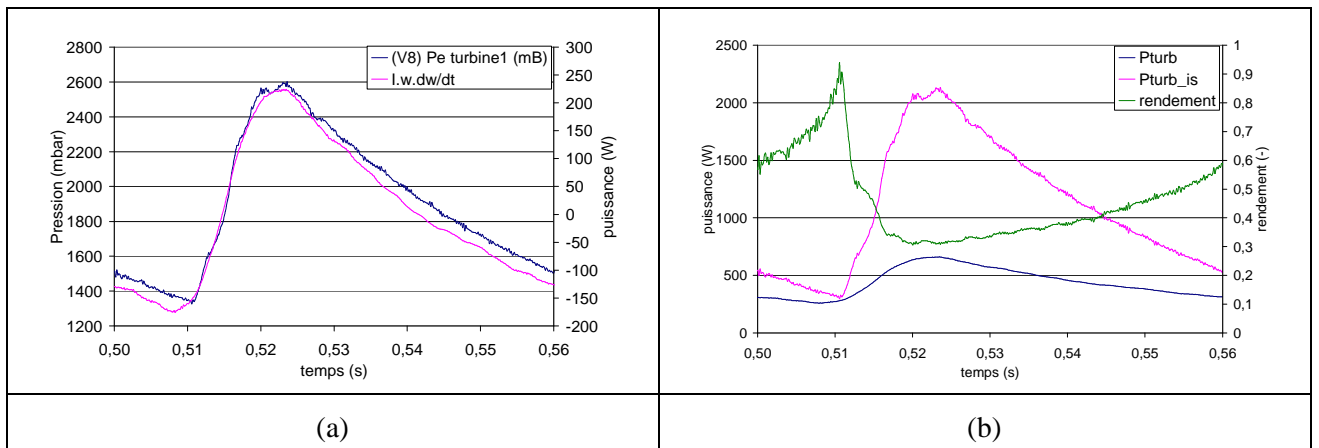


Figure IV-25 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b) ,  $N_{mot}=1000 \text{ tr.min}^{-1}$ .

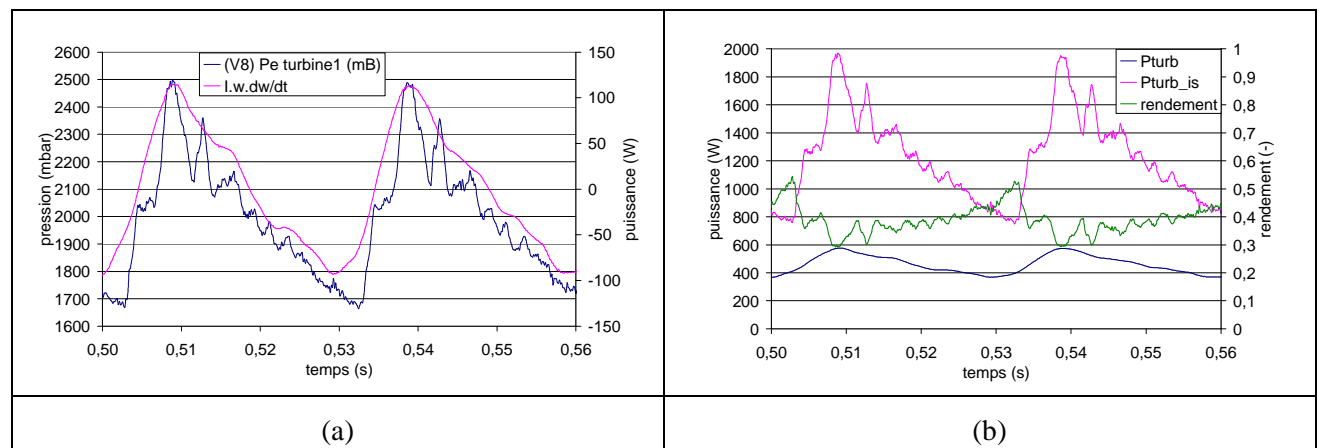


Figure IV-26 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b) ,  $N_{mot}=2000 \text{ tr.min}^{-1}$ .

Pour cette dernière analyse, Figure IV-27 et Figure IV-28, l'ouverture de l'électrovanne, contrôlant le débit traversant la turbine, est fixée à 25%. L'ouverture des aubages du distributeur de la turbine (= GV) est fixée dans sa position intermédiaire (= 50%). Le régime moyen de rotation du rotor atteint  $75\,000\text{ tr.min}^{-1}$ . Comme pour les cas précédents, les signaux relatifs à la pression d'entrée turbine et à la variation de puissance sur le rotor (Figure IV-27(a) et Figure IV-28(a)) sont particulièrement bien en phase l'un avec l'autre. Ce qui montre que le délai dû à la vitesse de transport de l'onde pression, et de débit, à travers la volute jusqu'au rotor est négligeable. La méthode de correction proposée précédemment n'a donc que peu d'intérêt pour ces régimes là. Le régime de rotation du rotor de la turbine étant similaire entre les deux cas, la seule distinction possible est l'ouverture des aubages du distributeur. Cela signifie que les performances de la turbine sont d'autant plus sensibles aux oscillations de pression, et de débit, que le degré de détente est majoritairement opéré dans la partie rotor de la turbine, c'est-à-dire que le degré de réaction est important.

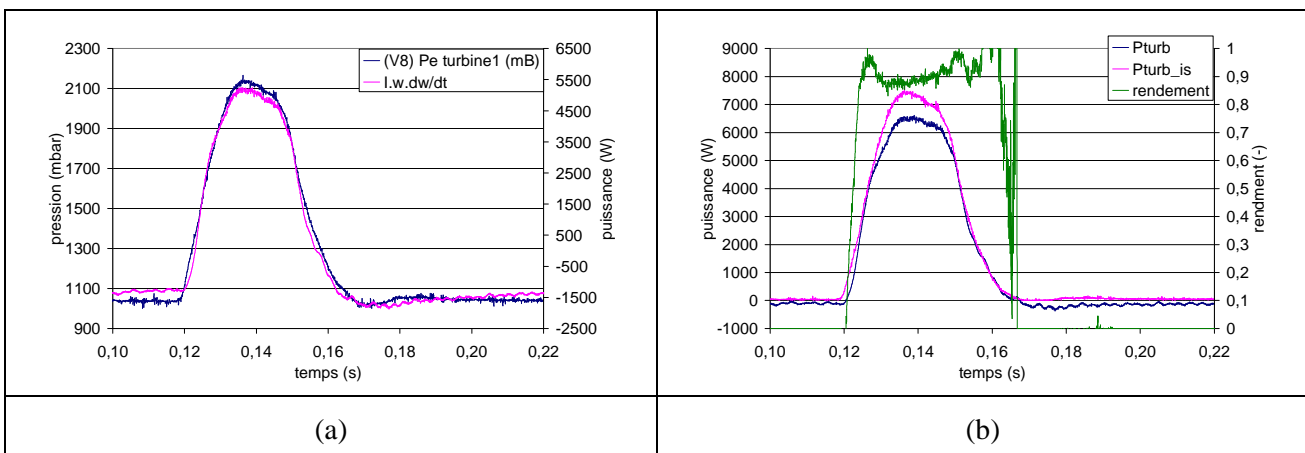


Figure IV-27 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot}=500\text{tr.min}^{-1}$ .

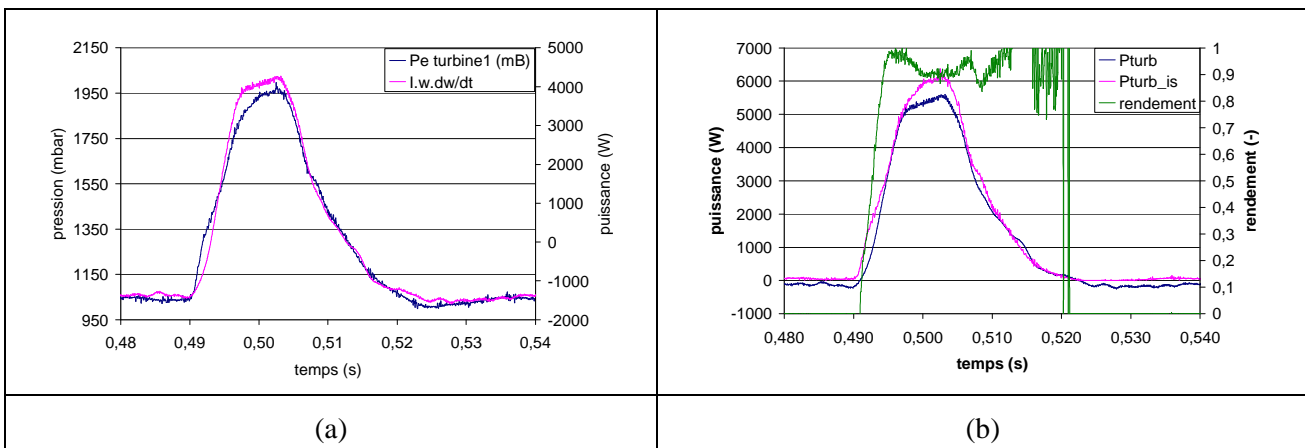


Figure IV-28 : Evolution de la variation instantanée de puissance et de la pression d'entrée de la turbine (a), et évolution de la variation instantanée de puissances et du rendement de la turbine (b),  $N_{mot}=1000\text{tr.min}^{-1}$ .

La tendance observée sur la Figure IV-27(b) et la Figure IV-28(b) est assez similaire de l'une à l'autre. Une hausse légère du rendement est néanmoins décelable sur la partie correspondante à la chute de puissance. Les phases où le rendement est le plus difficilement prédit se situent dans ces zones critiques (phases d'augmentation et phases de baisse de puissance), aux fortes variations de pression et de débit. Aux

vues, des variations extrêmement contenues des valeurs instantanées sur la partie compresseur, leur mesure n'apporterait pas de correction majeure aux résultats fournis avec la méthode présentée.

Compte tenu du degré d'incertitude dans l'évaluation de certains paramètres tels que le débit masse (les débitmètres massique thermique présente une dérive de l'incertitude avec l'augmentation du débit), la puissance dissipée par frottement, le moment d'inertie du rotor et la puissance transmise au compresseur, une analyse de l'influence de la sensibilité de la méthode utilisée à ces paramètres a été effectuée.

#### IV.2.6. - Analyse de la sensibilité de la démarche aux différents paramètres :

Le point de référence dédié à cette étude, illustré par la Figure IV-29, est le cas pour lequel la turbine à géométrie fixe tourne à 45 000 tr.min<sup>-1</sup>, sous un écoulement pulsé par le générateur de pulsation (=culasse) tournant à 500 tr.min<sup>-1</sup>. L'air est régulé à une température de 100°C et le débit correspond à une ouverture de l'électrovanne de contrôle de 15%. Le moment d'inertie de référence du rotor est de 1,2e<sup>-5</sup> kg.m<sup>2</sup>.

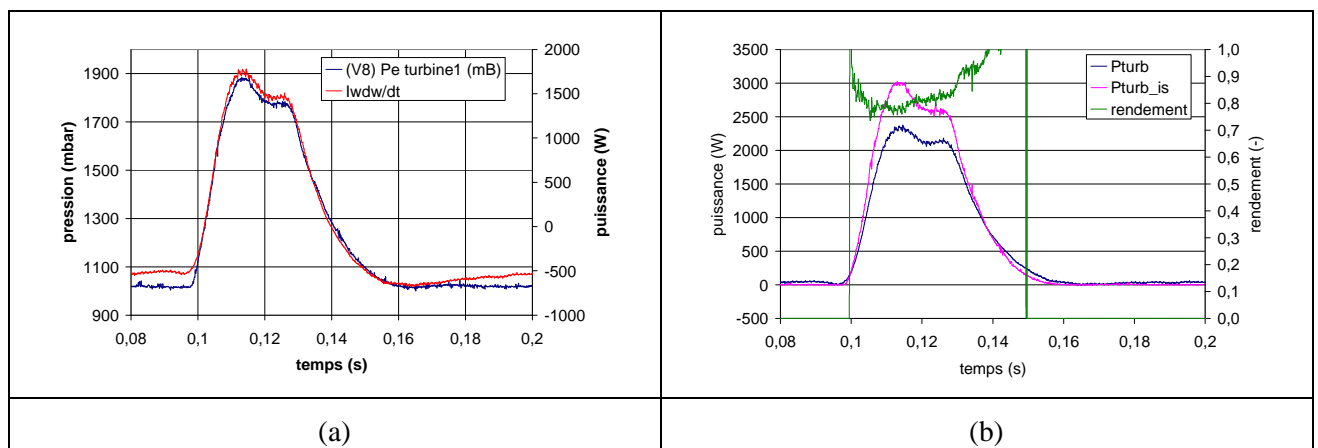


Figure IV-29 : Courbes de référence de l'évolution des paramètres étudiés.

Sur la Figure IV-29(a), comme pour la plupart des cas analysés précédemment, le signal correspondant à la variation de puissance sur l'arbre est en phase avec le signal de pression à l'entrée de la turbine. De plus,

la courbe du paramètre  $J\omega \cdot \frac{d\omega}{dt}$  suit aussi dans la forme, la dynamique du signal de pression. Ainsi, pour

les plus faibles fréquences de pulsation, le rotor de turbine se comporte de manière quasi-statique par rapport au signal de pression entrant dans la volute. Par ailleurs, l'étude numérique des modèles a aussi montré que pour les faibles fréquences, la déviation des valeurs instantanées par rapport aux valeurs quasi-statiques était minimale, aussi bien du point de vue du débit que du rendement. Sur la Figure IV-29(b), le rendement de la turbine est assez élevé et parfois évalué à une valeur supérieure à l'unité. Ce qui est physiquement impossible. Dès lors, la chronologie des événements et la précision de leur évaluation dans le temps est une des clés de la compréhension des résultats de la méthode de calcul proposée.



IV.2.6.1. - *Influence des pertes par frottement :*

Le premier paramètre analysé est le frottement. La méthode de calcul de la puissance de frottement  $\dot{W}_{frot}$  est effectuée à partir des travaux expérimentaux de la thèse de Michaël Deligant [304]. Bien qu'ayant une vue généraliste, il se peut que le modèle choisi ne soit pas tout à fait adapté à notre turbomachine et à son utilisation (écoulement froid notamment). Il a donc été entrepris de pondérer de manière linéaire les valeurs calculées afin de voir l'impact de cette démarche sur les résultats des mesures.

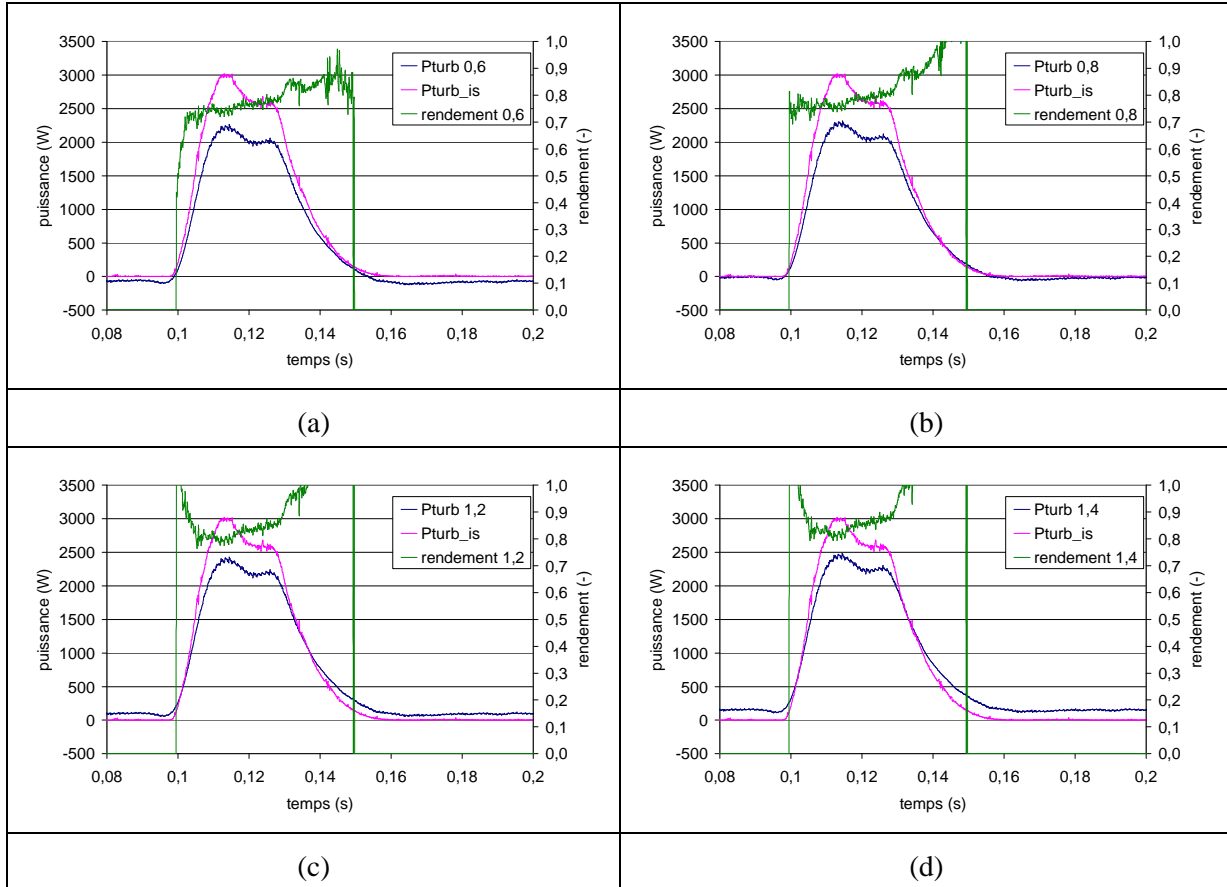


Figure IV-30 : Evolution du rendement, de la puissance mécanique et de la puissance isentropique de la turbine pour différentes pondération de la dissipation de puissance par frottement.

Sur la Figure IV-30(a), il est clairement visible que la réduction du facteur de frottement induit une réduction notable, et un lissage, des valeurs du rendement de la turbine ; surtout comparé aux résultats de la Figure IV-30(d). Néanmoins, le pic de puissance récupéré par le rotor de la turbine varie très peu d'un cas à l'autre (voir Figure IV-30(a-d)). Mais cette modification entraîne une correction en gain des valeurs de puissance de la turbine, il en résulte une augmentation globale de la puissance mécanique allant de pair avec l'augmentation de la puissance de frottement. Cette remarque est très bien visualisable sur les pieds des signaux de puissance pour l'ensemble des figures présentées (à  $\dot{W}_{frot} \cdot 0,6 \rightarrow \dot{W}_{Turb}|_{pied} < 0$  et pour  $\dot{W}_{frot} \cdot 1,4 \rightarrow \dot{W}_{Turb}|_{pied} > 0$ ). Cette caractéristique montre que l'estimation correcte de la puissance dissipée par frottement est extrêmement importante pour les phases ayant les plus faibles niveaux de puissance en jeu (faible pression et faible débit).

## IV.2.6.2. - Influence de l'inertie de l'arbre du turbocompresseur :

L'inertie du turbocompresseur joue un rôle prépondérant dans l'application de la méthode proposée. L'estimation de ce paramètre est assez difficile à établir compte tenu de sa faible grandeur. Ainsi une erreur d'estimation peut avoir un fort impact sur l'estimation de la puissance récupérée par la turbine. L'inertie du rotor mesurée a été fixée à  $1,2e^{-5} \text{ kg.m}^2$ .

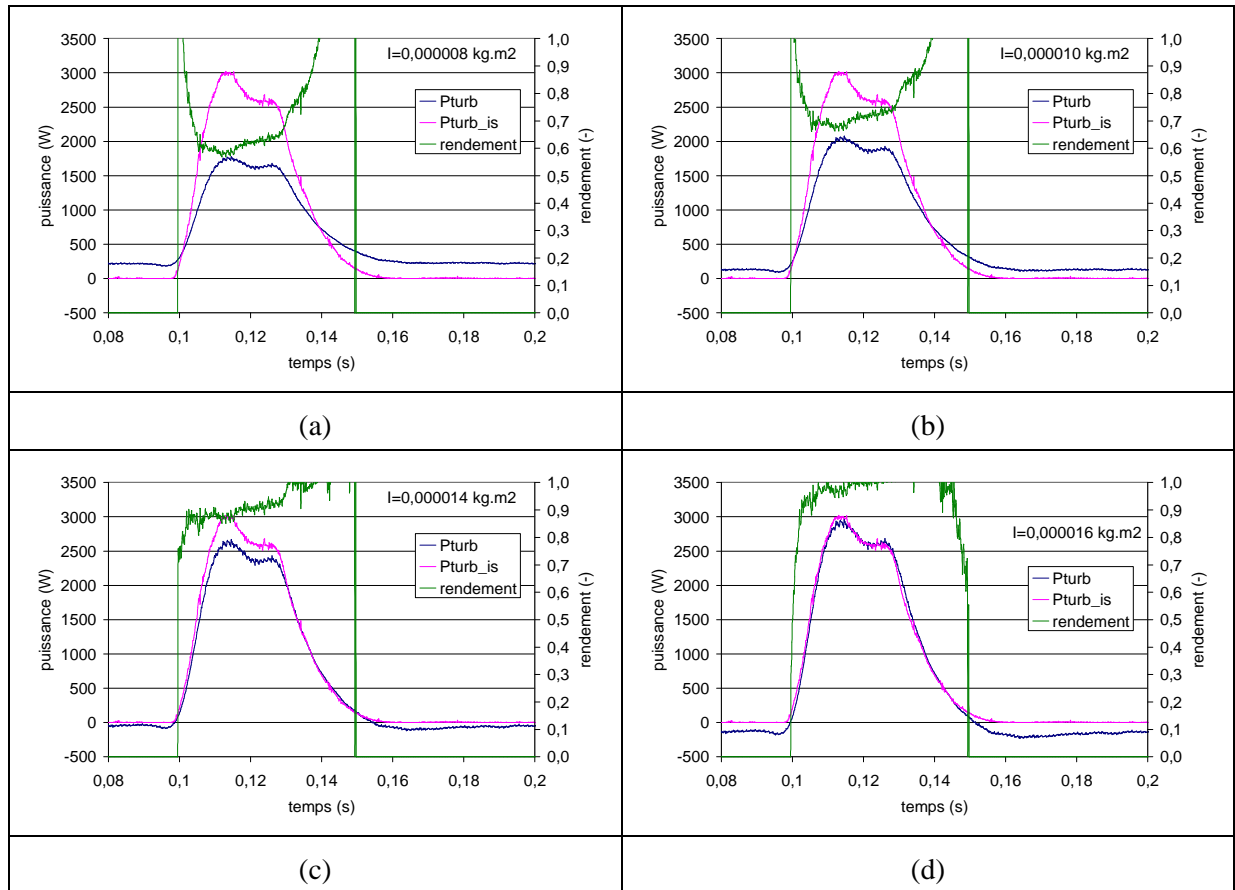


Figure IV-31 : Evolution du rendement, de la puissance mécanique et de la puissance isentropique de la turbine pour différentes évaluations de l'inertie du rotor de la turbine.

Le terme inertiel est un paramètre pour lequel le rendement est très sensible (voir Figure IV-31(a-d)). Contrairement au coefficient de frottement, sa pondération n'agit pas comme un gain linéaire ou quasi-linéaire, mais de manière beaucoup plus ample. A la diminution de l'inertie du rotor (voir Figure IV-31 (a) et (b)) correspond une baisse de la puissance maximale développée, mais aussi une augmentation de la puissance minimale. Cette dynamique induit une surestimation notable du rendement sur les zones où la puissance isentropique est très faible voire quasi nulle. A contrario, lorsque l'inertie est pondérée positivement, la puissance maximale récupérée atteint des valeurs proches de la puissance isentropique idéale, et, pour les zones ayant une faible puissance isentropique, la puissance récupérée est inférieure à l'unité (=dissipation). Tout cela, traduit un déséquilibre de la méthode employée pour ces cas de figures. Ainsi, l'évaluation la plus exacte possible du moment d'inertie du rotor de la turbine est primordiale à la bonne caractérisation du rendement de la turbine.

#### IV.2.6.3. - Influence de la relation débit (BSV) par rapport à la pression d'entrée de la turbine :

Le débit masse instantané est l'un des paramètres où l'incertitude de mesure est la plus importante, à cause la difficulté de la mesure et des capacités de l'appareil à la mesure du débit en régime d'écoulement pulsatoire. Son évaluation est critique à la mesure correcte des valeurs de puissance. Comme la confiance dans les débitmètres thermiques se limite à la mesure du débit moyen, l'estimation des valeurs instantanées de débit est effectuée grâce à l'utilisation des équations de Barré-St-Venant. Une étude de la sensibilité à ce paramètre est donc nécessaire (voir Figure IV-32(a-d)).

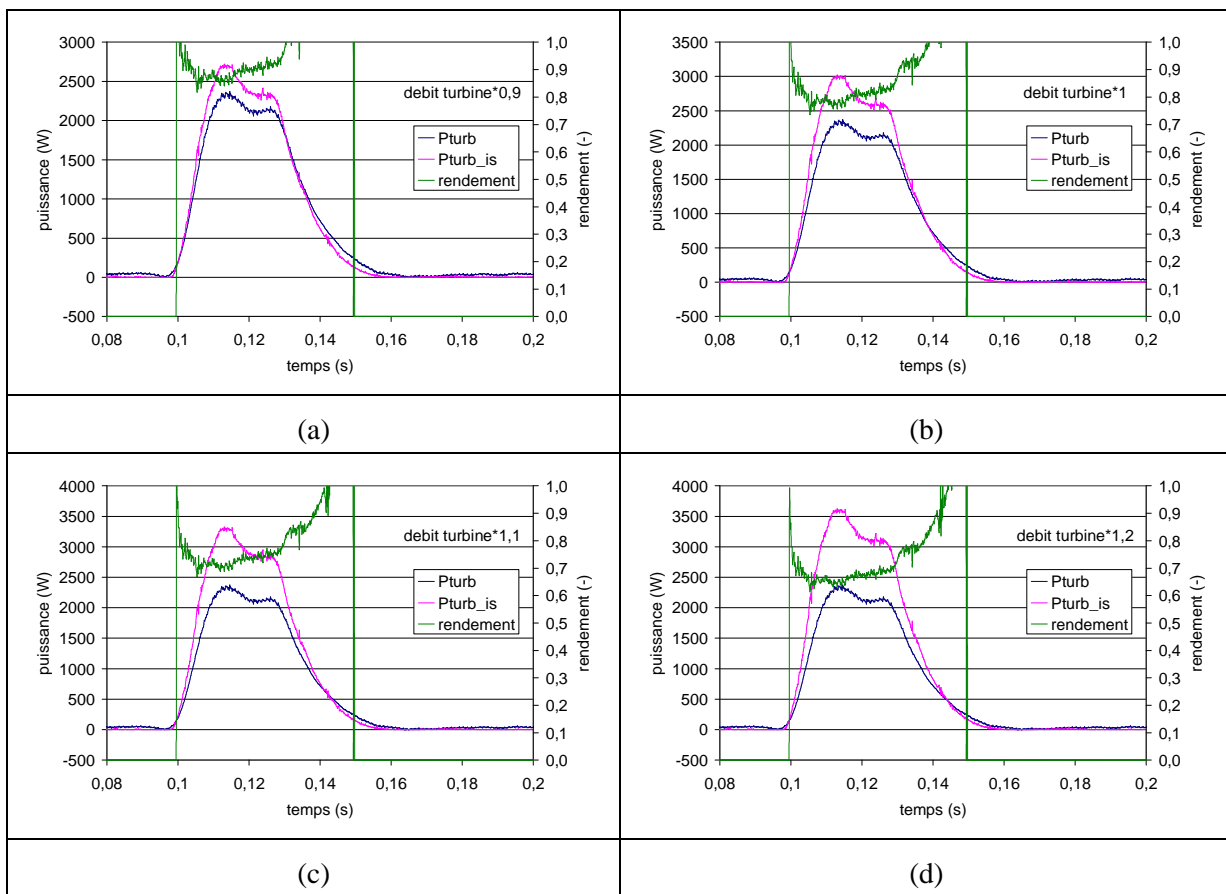


Figure IV-32 : Evolution du rendement, de la puissance mécanique et de la puissance isentropique de la turbine pour différentes évaluation du débit masse admis par la turbine.

Comme il était prévisible, l'influence de la variation du paramètre de débit masse (via BSV) a une influence d'autant plus importante que le taux de détente, et donc la pression à l'admission (car  $P_s \approx P_{atm}$ ) est importante. Ainsi la puissance isentropique croît logiquement avec l'augmentation du débit admis (voir Figure IV-32(a-d)). Cette dynamique entraîne des modifications notables dans l'estimation du rendement, mais essentiellement dans la zone de forte puissance. Alors, plus la valeur de la pression d'admission sera grande, plus l'estimation du rendement sera dégradée.

#### IV.2.6.4. - Influence de la puissance du compresseur par rapport au régime de rotation du rotor :

La puissance récupérée par le compresseur est évaluée à travers l'hypothèse de quasi-statique. Mais cette évaluation a permis de simplifier grandement la procédure, et ceci peu avoir une influence sur l'évaluation du rendement de la turbine.

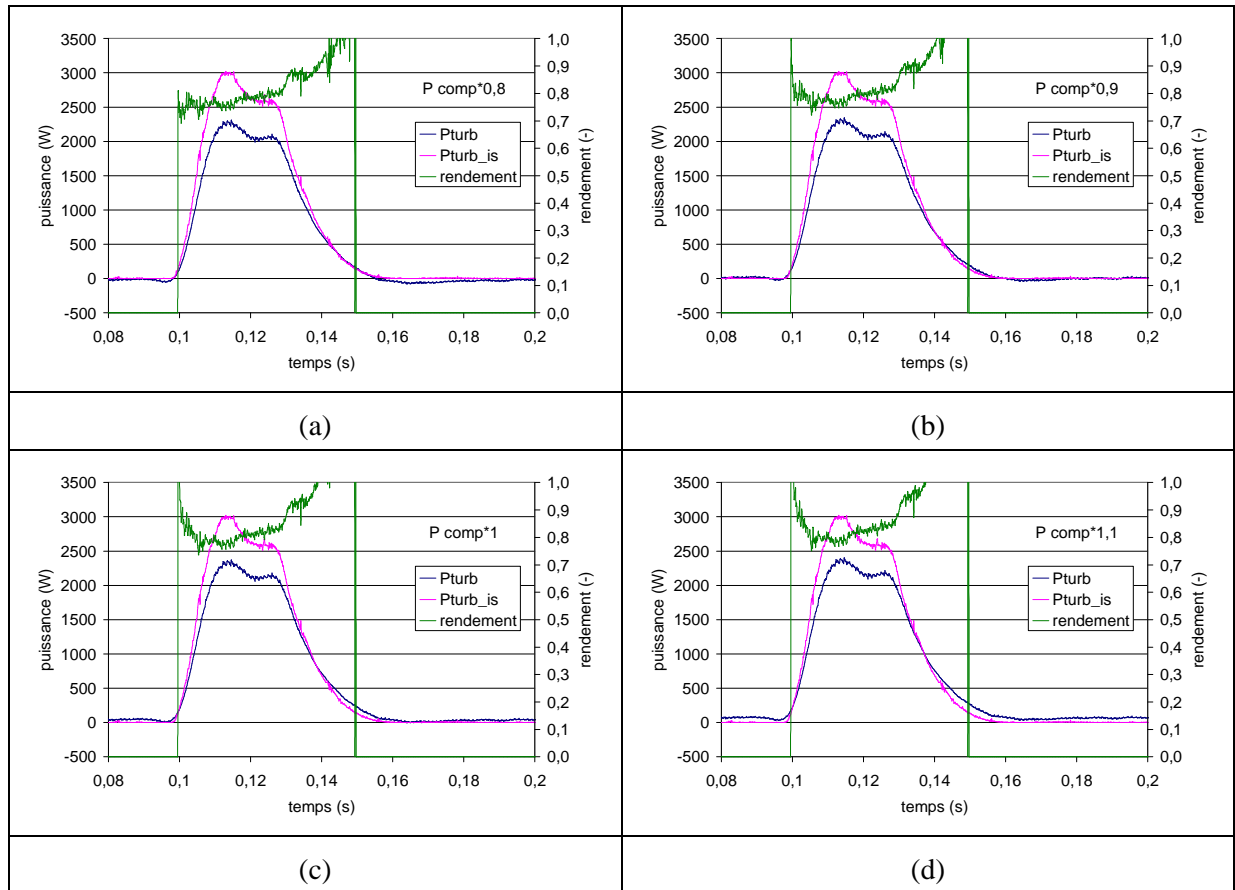


Figure IV-33 : Evolution du rendement, de la puissance mécanique et de la puissance isentropique de la turbine pour différentes évaluation de la puissance récupérée par le compresseur.

Comme il possible de le voir sur la Figure IV-33(a-d), les variations de l'estimation de la puissance récupérée par le compresseur n'ont pas d'influence prédominante lorsque les puissances mises en jeu sont importantes. Mais, lorsque la puissance développée par la turbine devient moins importante, et surtout lorsque la puissance est dans une phase croissante ou décroissante, une influence sur le rendement est clairement décelable. Sur les figures ci-dessus (voir Figure IV-33(a-d)), nous pouvons voir que la puissance dissipée par le compresseur a une influence majeure sur la durée de production de puissance. Une augmentation de cette valeur provoque une estimation de la puissance de la turbine plus longue dans le temps (lorsque la puissance isentropique en jeu devient faible), ce qui induit une estimation de rendement supérieure à l'unité. Et, inversement, lorsque la puissance récupérée par le compresseur est moins importante, les valeurs extrêmes du rendement sont réduites.

### IV.3. - LE COMPORTEMENT ACOUSTIQUE D'UNE TURBINE :

Les écoulements pulsés ont une incidence non-négligeable sur le fonctionnement d'une turbine de suralimentation automobile. Par conséquent, plus l'écoulement est instationnaire, plus ces phénomènes peuvent prendre de l'importance et avoir une incidence majeure sur les performances de la turbine. Or, l'amplitude des pulsations dans un élément tubulaire (et donc en amont de la turbine) est également liée à la fréquence de résonance de celui-ci [305] [306]. Il est donc indispensable de connaître le comportement acoustique de la turbine, afin de caractériser fidèlement le comportement de cette dernière.

#### IV.3.1. - Détermination de la fréquence du circuit tubulaire seul :

Afin de déterminer le comportement acoustique de la turbine, l'une des premières étapes consiste à déterminer la fréquence de résonance du circuit en amont de la culasse. Généralement, ce type d'opération peut être effectué par utilisation d'un tube à chocs [307] [308]. Le système étudié est mis en dépression par rapport à l'extérieur puis une membrane est éclatée permettant de générer une onde de choc qui se propage dans le système à étudier. Cette onde de choc étant une excitation de type créneau, le contenu fréquentiel est infini. Par la suite une analyse fréquentielle (FFT) du signal de pression se propageant dans ce système permet de déterminer les fréquences de résonance. Malheureusement, ce dispositif expérimental ne peut être ici utilisé car il est impossible de dépressuriser le tube associé à la turbine, l'ensemble n'étant pas étanche.

Par conséquent, le dispositif expérimental décrit précédemment (culasse moteur utilisé comme générateur de pulsations) est utilisé comme exciteur. Avant de définir l'influence de la turbine sur le circuit tubulaire, il est important de connaître la signature fréquentielle de ce circuit tubulaire. Un premier test a ainsi été réalisé en déconnectant le turbocompresseur du banc d'essai. On se retrouve ainsi avec un tube relié à la culasse.

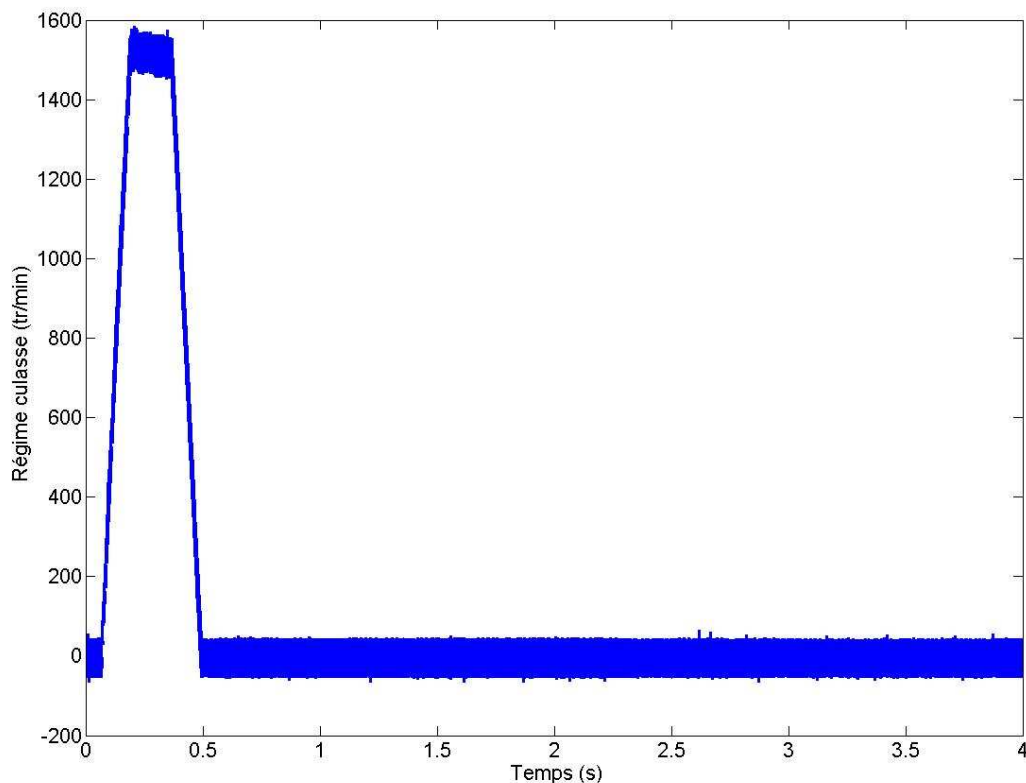


Figure IV-34 : Evolution du régime culasse pour exciter le circuit tubulaire.

La Figure IV-34 montre l'évolution du régime de rotation de la culasse. L'objectif étant de générer une onde de pression d'excitation, la culasse est entraînée jusqu'à une vitesse de rotation de  $2000 \text{ tr.min}^{-1}$  puis la culasse est à nouveau arrêtée. Pendant, ce temps, la pression instantanée est mesurée au milieu du tube.

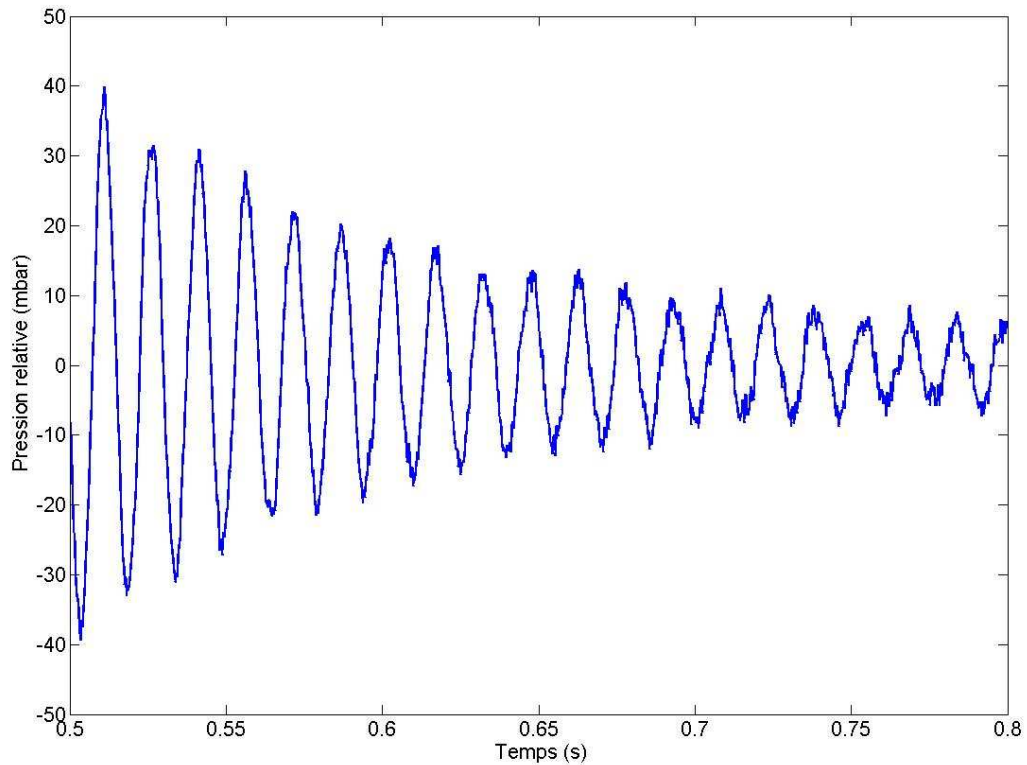


Figure IV-35 : Evolution de la pression instantanée relative après arrêt de la culasse.

La Figure IV-35 représente l'évolution de la pression instantanée. La transformée de Fourier du signal de pression est ensuite calculée. Le résultat est représenté sur la Figure IV-36. Il est alors possible de déterminer la fréquence de résonance du tube qui est ici égale à  $65,7 \text{ Hz}$ . On peut également observer que les harmoniques associées à cette fréquence sont quasiment indétectable. Ceci provient du fait que le signal de pression n'est porteur que de peu d'énergie (le signal de pression ne présente pas une amplitude assez importante). On atteint ainsi les limites de ce type de caractérisation par culasse entraînée.

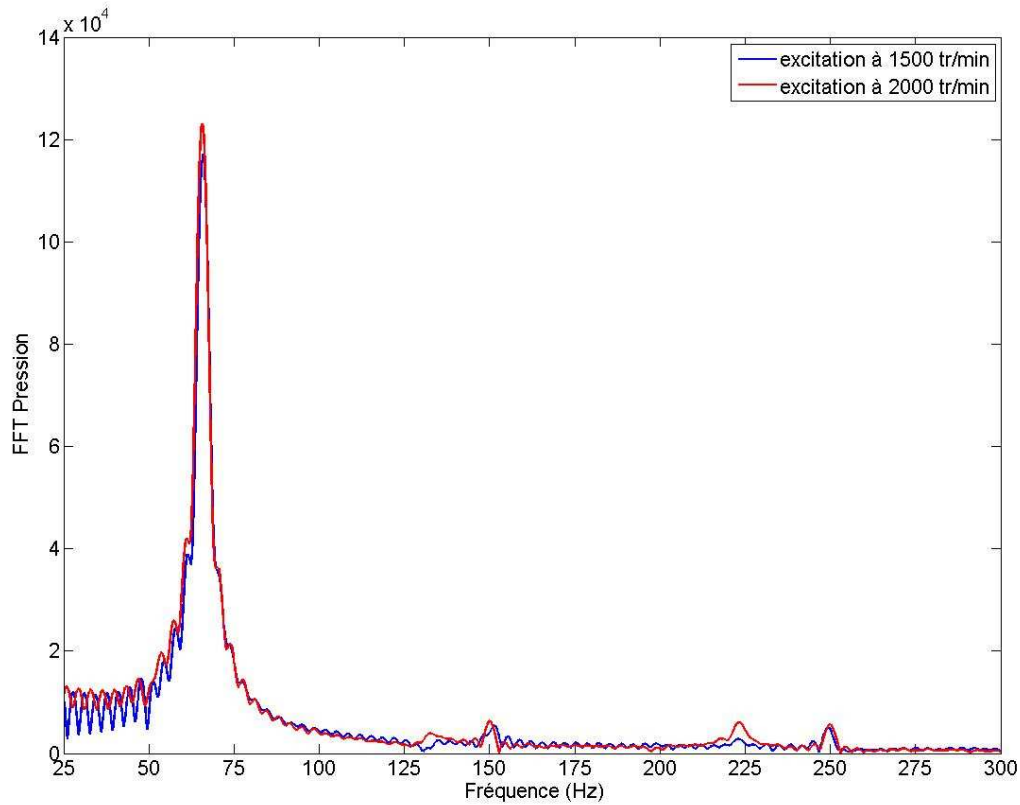


Figure IV-36 : Analyse du spectre fréquentiel d'un tube simple.

D'après la théorie acoustique [62] [309], la fréquence de résonance et ses harmoniques d'un tuyau droit ouvert à une extrémité et fermé à l'autre sont calculées comme suit :

$$freq_{th,i} = (2i - 1) \frac{a}{4L} \quad (IV-19)$$

La température lors des essais expérimentaux était de 20°C. Grâce à la formule (IV-19), il est alors possible de déterminer la longueur de l'élément étudié, soit 1306 mm. Le tube relié à la turbine mesure, quant à lui, 1150 mm. La différence entre ces deux longueurs correspond à la longueur de la chapelle dans la culasse et au terme correctif pour tenir compte des effets bords [310].

#### IV.3.2. - Détermination de la fréquence du circuit tubulaire accouplé au turbocompresseur :

Connaissant à présent les caractéristiques du circuit reliant la turbine à la culasse, la même étude peut être effectuée avec le turbocompresseur. Le même type d'essai expérimental a donc été réalisé pour différentes positions de la géométrie variable. La Figure IV-37 présente les résultats obtenus pour différentes positions

de la géométrie variable. Une des premières constatations est que la fréquence de résonance de la tubulure connectée à la turbine ne dépend pas de la position de la géométrie variable.

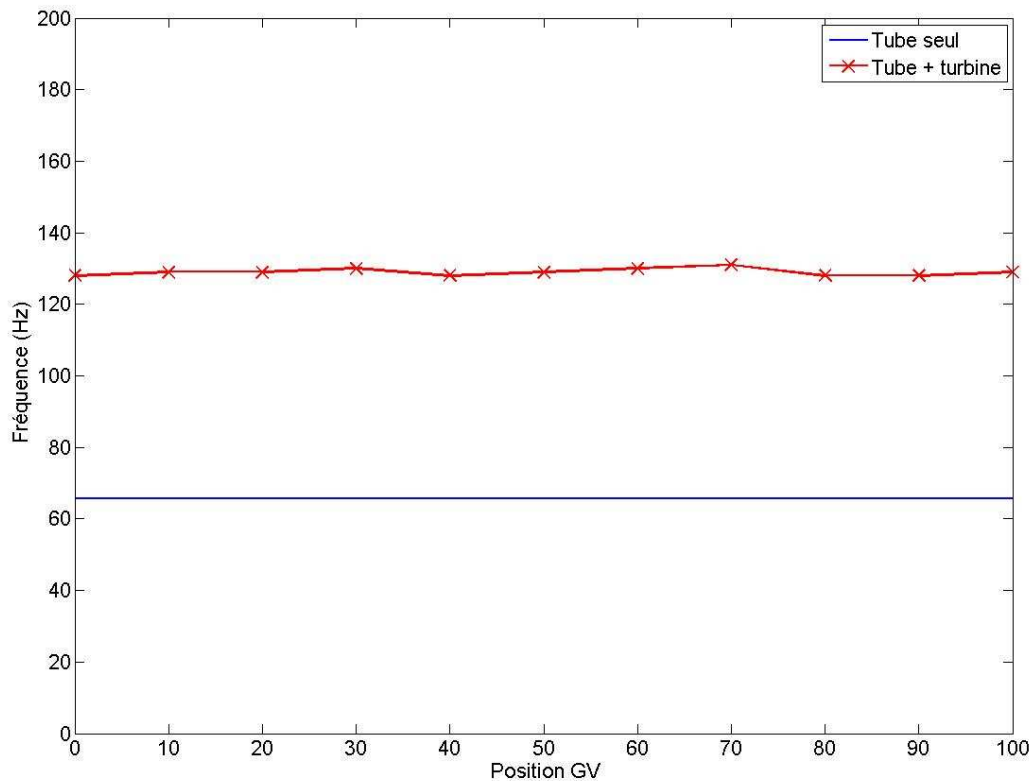


Figure IV-37 : Evolution de la fréquence de résonance du tube connecté à la turbine.

La fréquence obtenue est égale à 129 Hz. La température mesurée lors des essais expérimentaux est identique à la précédente. En reprenant la longueur acoustique déterminée précédemment, il apparaît donc que la fréquence de résonance ne correspond pas à celle d'un tube fermée à une extrémité et ouverte à l'autre extrémité. D'après la théorie acoustique [62], la fréquence de résonance et ses harmoniques d'un tuyau droit fermé à ses deux extrémités sont calculées comme suit :

$$freq_{th,i} = i \frac{a}{2L} \quad (IV-20)$$

Dans le cas étudié ici, cette fréquence théorique est donc de 131,4 Hz. L'écart de 2 Hz entre les résultats théoriques et expérimentaux est donc très faible et peut tout aussi bien correspondre aux incertitudes de mesures qu'à la courte longueur supplémentaire dans la volute de la turbine. Par conséquent, il apparaît que la turbine se comporte comme une extrémité fermée et ce quelle que soit la position de la géométrie variable. Cette notion est relativement importante car elle permet à présent de connaître le comportement d'une onde de pression en amont de la turbine. Ce comportement pourrait même être utilisé avantageusement sur le comportement de la turbine en amplifiant l'amplitude des ondes de pression.



Il est tout de même important de signaler que cette technique présente quelques limites. En effet, en connectant la turbine au tube et en effectuant le test comme décrit précédemment, il apparaît que le tube met beaucoup plus de temps à se vider de son air. Par conséquent l'onde de pression se propage dans un milieu fluide en mouvement et cette onde de pression n'est donc plus prépondérante comme représenté sur la Figure IV-38. Ainsi l'analyse effectuée par transformation de Fourier ne met pas autant en évidence les fréquences de résonance.

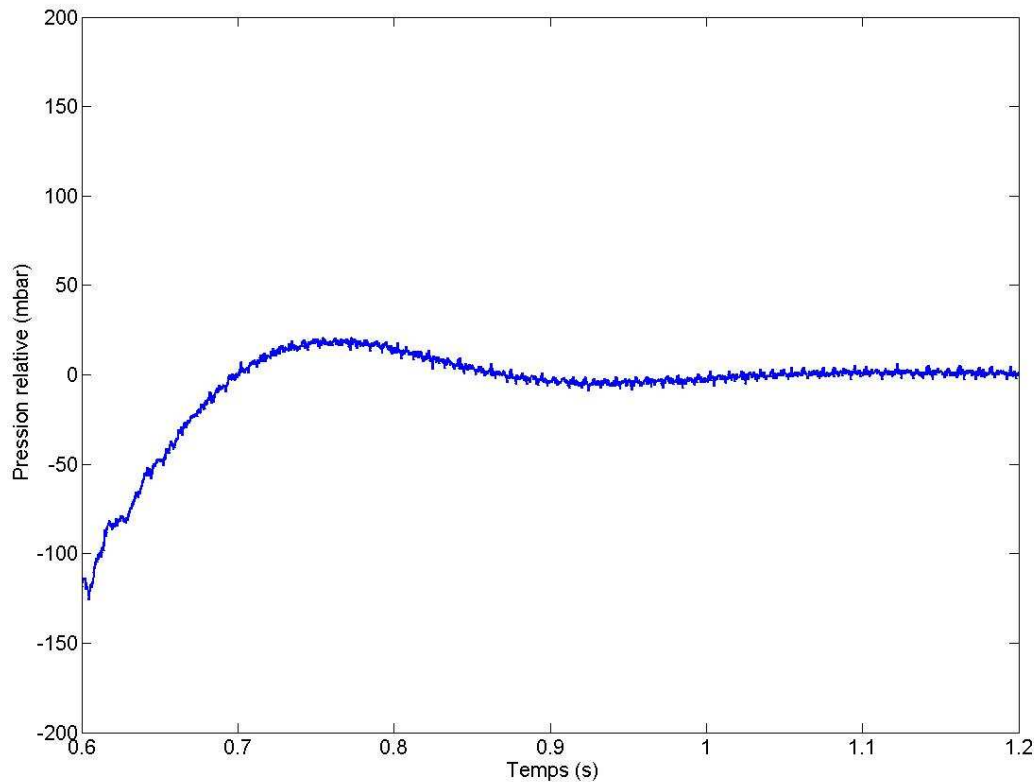


Figure IV-38 : Evolution de la pression instantanée relative après arrêt de la culasse pour le tube connecté à la turbine

Par ailleurs, il est nécessaire de souligner la fidélité acoustique entre les essais expérimentaux et l'étude numérique de la turbine. En effet, dans l'étude numérique il a été montré que l'ensemble turbine + tube se comportait comme un élément tubulaire ouvert à une extrémité et fermé à l'autre extrémité (ouvert-fermé). La condition limite sur laquelle est appliquée l'excitation de pression, laquelle étant assimilable à une extrémité ouverte, la conclusion logique était que la turbine se comportait comme une extrémité fermée. Ce qui est en accord total avec l'étude expérimentale. Mais la turbine ne peut pas être pour autant considérée comme un élément strictement fermé, mais plutôt partiellement fermé. C'est-à-dire un élément fermé du point de vue acoustique mais ouvert du point de vue fluidique.

*Dans ce chapitre, le développement d'un banc d'essais à air pulsé, permettant la caractérisation instationnaire des turbocompresseurs, a été présenté. Plusieurs essais instationnaires, en écoulement froid, ont été menés sur deux différentes architectures de turbine (TGF et TGV).*

*Une méthode de caractérisation de la puissance et du rendement instantané développé par la turbine a été proposée. Cette méthode utilise l'hypothèse d'un comportement quasi-statique du compresseur et des paliers hydrodynamiques, tandis que la puissance de la turbine est déterminée à partir du principe fondamental de la dynamique. Du fait du caractère non-linéaire de la définition de la puissance de la turbine, la méthode proposée s'avère assez sensible à l'évaluation de l'inertie du rotor et à la qualité de la détermination de la vitesse de rotation du turbocompresseur. D'autres tests permettant de critiquer la méthode de calcul du rendement ont été effectués. Il a été montré que l'évaluation de la puissance dissipée par le compresseur et par les frottements aux paliers avait une influence localisée sur les zones où les puissances en jeu étaient les plus faibles (sur les valeurs de pieds des courbes de puissance). Pour l'évaluation de la puissance isentropique de la turbine, le débit massique traversant cette dernière est évalué à partir des équations de Barré-St-Venant, car l'incertitude des débitmètres thermiques est trop importante. Quelques essais numériques ont permis de montrer que l'incertitude de mesure sur le débit traversant la turbine avait une influence sur toute la longueur du cycle de pulsation, mais l'incidence sur la puissance isentropique est logiquement (BSV) proportionnelle au niveau de pression en jeu (l'impact est pondéré par le niveau de pression).*

*Par ailleurs, une étude acoustique de la turbine a été menée, celle-ci a souligné la bonne concordance des résultats expérimentaux avec ceux de l'analyse numérique. C'est-à-dire que la turbine se comporte comme un élément tubulaire ayant une extrémité fermée du point de vue acoustique, mais ayant les deux extrémités ouvertes du point de vue de la dynamique des fluides.*



## **Conclusion et perspectives.**

---

*L'analyse bibliographique (chapitre 1) a apporté une synthèse de l'état de l'art sur la caractérisation expérimentale et sur la modélisation des turbines fonctionnant en régime d'écoulement pulsé.*

*Suite à cette étude, deux modèles bibliographique ont été sélectionnés (chapitre 2), et implémentés dans un code de simulation unidimensionnelle. Une série de simulations et d'analyses ont été effectuées. Dans un premier temps, l'étude quantitative a permis de suggérer la présence d'effets acoustiques intervenant dans la simulation de la turbine. Une étude acoustique ciblée a permis de montrer que le système modélisé se comportait, du point de vue acoustique, comme un tube ayant une extrémité fermé. Du point de vue acoustique, le modèle de turbine est partiellement assimilable à une paroi. Dans un deuxième temps, l'étude quantitative des résultats temporels a mis en lumière la très forte similarité de comportement de ces deux modèles. Du point de vue qualitatif, les différences des performances moyennes entre les deux modèles issus de la bibliographie restent relativement faibles, et celles-ci suivent les mêmes tendances. En outre, le niveau des performances globales a un lien fort entre le point de fonctionnement de la turbine et le degré d'excitation (fréquence, amplitude, pression moyenne d'admission) du système.*

*Les deux modèles bibliographiques n'ayant pas de modèle de puissance (partiel chez Payri et al. [101]), nécessitant d'un grand nombre de données expérimentales et ayant aussi, pour le modèle de Serrano et al. [204], une mise en équation très complexe, une nouvelle modélisation a été entreprise. Ainsi, trois nouveaux modèles ont été développés au sein du laboratoire (chapitre 3). Ces modèles reposent sur l'interpolation directe des valeurs extrapolées des champs caractéristiques des turbines. Plusieurs modélisations du volume de la volute ont été testées, la modélisation 0D et la modélisation 1D. Une série de simulations à excitation sinusoïdale a permis de suggérer, pour ces modèles aussi, la présence d'effets acoustiques dans les différents modèles. Une étude acoustique a donc été réalisée et a permis de caractériser le comportement des modèles, tout comme les modèles issus de la bibliographie, ont une dynamique assimilable à un tube partiellement fermé. C'est-à-dire fermé du point de vue acoustique mais ouvert du point de vue fluide. Du point de vue quantitatif, les modèles disposant d'une modélisation de la volute ont des résultats instantanés très semblables. La boucle d'hystérésis est légèrement majorée par rapport aux modèles de la bibliographie du fait d'une condition limite d'entrée au volume intermédiaire laissée libre sur les modèles du laboratoire. De plus, les valeurs des puissances instantanées sont très similaires entre chaque modèle qu'il soit strictement quasi-statique ou avec un élément de volume 0D ou 1D. Du point de vue qualitatif, l'ensemble des modèles suivent les mêmes tendances et leurs performances globales sont très proches. Enfin, pour l'ensemble des modèles de turbines, il a été montré que le point de fonctionnement de la turbine a une influence prépondérante, dépendante du niveau d'instationnarité de l'écoulement, sur les performances d'une turbine fonctionnant en régime d'écoulement pulsé. Ainsi, un pic de rendement disposé aux plus basses valeurs du rapport  $U/C_{1s}$  est bénéfique et conditionne fortement*

*les performances moyennes et instantanées d'une turbine fonctionnant en régime d'écoulement pulsé.*

*Enfin, plusieurs essais instationnaires, en écoulement froid, ont été réalisés avec une turbine à géométrie fixe et avec une turbine à géométrie variable (chapitre 4). Une méthode de caractérisation de la puissance et du rendement instantané développé par la turbine a été proposée. Suite aux résultats de cette méthode, une analyse de l'impact de l'erreur de mesure des différents paramètres (inertie du rotor, puissance dissipée aux paliers et par le compresseur, le débit instantané) entrant dans l'expression du rendement de la turbine a été effectuée. Il a été démontré la criticité de l'évaluation précise de ces paramètres pour l'établissement correct des performances de la turbine en transitoire (au moment du pic de pression). Par ailleurs, une étude acoustique expérimentale a été réalisée et a permis de souligner la très bonne correspondance des résultats expérimentaux avec ceux issus des analyses numériques. Ainsi la turbine, couplée à des éléments tubulaires, a un comportement qualifié de partiellement fermé, c'est-à-*

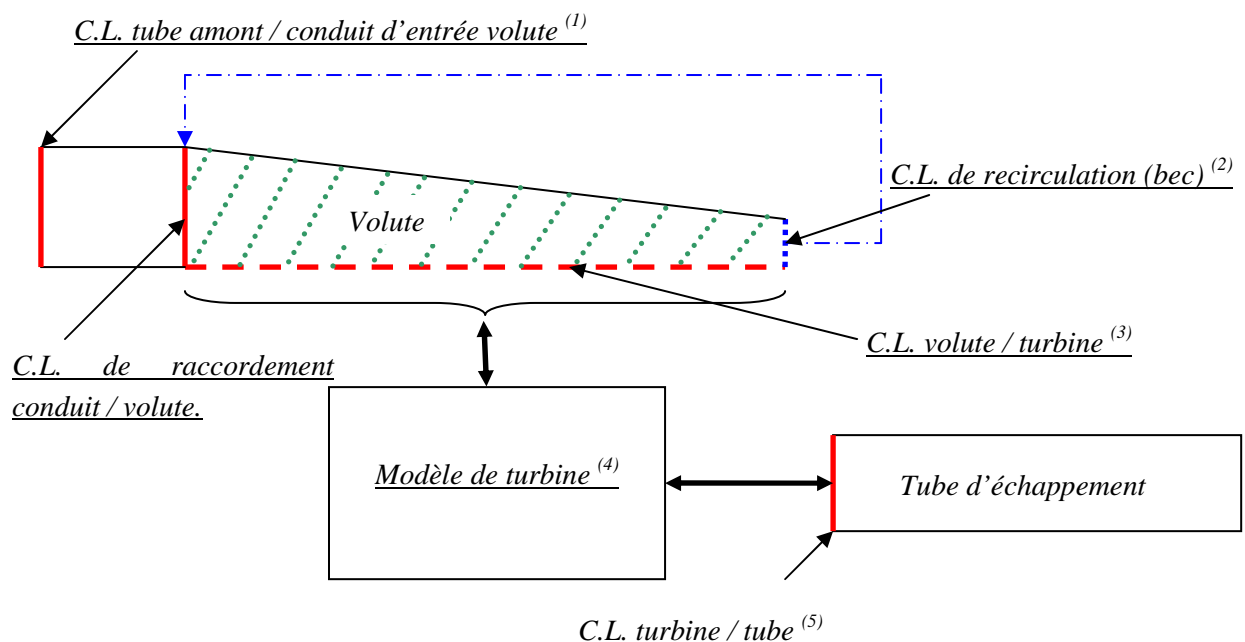
*dire fermée à l'extrémité de la turbine du point de vue acoustique (la turbine isole le tube amont de l'influence du tube aval) mais ouverte du point de vue de la dynamique des fluides.*

*Ces travaux ouvrent de nombreuses perspectives de recherche, tant sur le plan de la modélisation que sur le plan expérimental :*

❖ *Sur le plan de la modélisation :*

*Tout d'abord, afin de rendre une comparaison exploitable entre les simulations numériques et les expérimentations, il est nécessaire de coupler les modèles de turbines créés à un modèle de compresseur adapté. Par la suite, la prise en compte des transferts thermiques pourra être envisagée.*

*A l'évidence, aux vues des résultats des simulations, le choix des conditions limites et du degré de modélisation du volume de la volute a un impact majeur sur les effets de volume, et donc sur la boucle d'hystérésis. Il est donc nécessaire d'apporter un soin tout particulier à la modélisation de la volute. Aussi il serait intéressant de développer localement pour l'élément représentant la volute, une modélisation en 2D prenant en compte plus fidèlement les conditions d'écoulement dans cet élément (comme illustré par la figure ci-contre).*



*La condition limite entre le tube d'admission et l'ensemble du modèle de turbine (1) est laissée libre, c'est-à-dire sans perte de charge. La longueur et le volume de la volute sont égaux aux dimensions réelles. Une condition de recirculation (2), utilisant par exemple le modèle de jonction de Bassett et al. [227],*

permettra de prendre en considération les interactions au niveau du bec de la volute. Contrairement à la préconisation de Costall [100], la condition limite d'écoulement entre la volute et la turbine est inscrite dans le système d'équations de la dynamique des gaz. Cela implique de résoudre les équations de la dynamique des gaz en 2D, voire en 1,5D (moyennant des approximations de quasi-linéarité telle que  $v = -\xi \cdot u$ ), dans la volute. Ainsi, le système d'équation précédemment défini (I-27) devient :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} + \frac{\partial G(W)}{\partial y} = S$$

Avec :

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \cdot u \\ \rho \cdot v \\ \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} + \frac{\rho \cdot v^2}{2} \end{bmatrix} \quad F(W) = \begin{bmatrix} \rho \cdot u \\ p + \rho \cdot u^2 \\ \rho \cdot u \cdot v \\ u \cdot \left( p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} + \frac{\rho \cdot v^2}{2} \right) \end{bmatrix}$$

$$G(W) = \begin{bmatrix} \rho \cdot v \\ \rho \cdot u \cdot v \\ p + \rho \cdot v^2 \\ v \cdot \left( p \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} + \frac{\rho \cdot v^2}{2} \right) \end{bmatrix}$$

Le vecteur source  $S$  sera défini selon les hypothèses d'écoulement tels que la variation de section, l'échange de chaleur avec l'extérieur ou encore la présence de frottement aux parois.

Les simulations en régime d'écoulement stationnaire permettront de paramétrer la condition limite (3) entre la volute et la turbine (stator + rotor en fait) en fonction des données du modèle de turbine (4) issues de l'extrapolation des champs des valeurs caractéristiques (pour notre modèle). Le modèle de turbine sera ensuite raccordé à un tube d'échappement moyennant la mise en place d'une condition limite associée (5).

Par ailleurs, il serait intéressant de coupler les modèles développés avec des logiciels commerciaux de simulation de la dynamique des gaz tels que AmeSim, GT-Power ou Ricardo Wave, afin de pouvoir simuler et comparer les valeurs calculées avec les données relevées par mesures sur banc d'essais moteurs.

Une approche innovante et potentiellement intéressante serait d'utiliser les « méthodes inverses ». Grâce à ces méthodes, il est possible de coupler les algorithmes d'inversions aux instruments de mesures est ainsi de définir des modèles mathématiques liés aux modèles physiques. Mais la formulation en problème inverse implique généralement de repenser la technique de mesure afin de garantir de bons résultats (les modèles étant directement liés aux mesures). Cela rend donc cette technique plutôt délicate mais potentiellement très intéressante pour les applications aux turbines fonctionnant en régime stationnaires.

❖ *Sur le plan expérimental :*

*Du point de vue expérimental les perspectives sont grandes, car les essais effectués se limitaient aux expérimentations sur banc d'essai en écoulement froid (350K). Il serait donc intéressant d'effectuer des essais sur banc d'essais moteurs.*

*D'autre part, des essais sur banc d'essais de turbocompresseurs, en écoulement chaud permettrait de prospecter sur une plus large plage de mesure, de tester aussi, dans un deuxième temps, les conditions adiabaticité de la turbine.*

*Néanmoins, la perspective la plus critique du point de vue expérimental est la mesure précise du débit instantané de la turbine, en écoulement froid et chaud. La méthodologie proposée consiste à étalonner l'anémomètre à film chaud en température et en pression, à partir de mesures effectuées en simultanées grâce à un anémomètre laser à effet doppler (LDA). La mesure en sortie turbine permettra d'une part de caractériser précisément le débit d'air traversant le rotor de la turbine, et présente l'avantage de pouvoir travailler avec un gradient de température réduit par rapport aux conditions à l'entrée de la turbine.*

*Par ailleurs, le dispositif générateur de pulsation permettra de futures analyses grâce à l'adoption de collecteurs d'admissions permettant une alimentation multiple. Ainsi, des essais présentant des caractéristiques analogues aux moteurs multicylindres pourront être effectués.*





## **Annexes.**

---

## Annexe A :

### Algorithme de Newton-Raphson

La méthode de Newton-Raphson est un algorithme mathématique servant à trouver numériquement une approximation précise d'un zéro (ou racine) d'une fonction réelle d'une variable réelle. Cette méthode est applicable à la résolution d'équations aux dérivées partielles. Du point de vue général, pour un système à  $n$  équations et  $n$  inconnues le système peut-être défini comme suit :

$$f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$$

$$f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$$

.....

$$f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$$

Dans un premier temps, une solution  $(x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0})$  est fixée arbitrairement pour chaque paramètre recherché. La méthode de Newton-Raphson établit alors  $(x_{11}, x_{21}, \dots, x_{n1})$  comme une meilleure approximation en utilisant les relations suivantes :

$$x_{11} = x_{10} - \Delta x_{10}$$

$$x_{21} = x_{20} - \Delta x_{20}$$

....

$$x_{n1} = x_{n0} - \Delta x_{n0}$$

Avec  $f_{10}$  représentant  $f_1(x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0})$ . Chaque équation est résolue pour les différentes valeurs des correcteurs  $\Delta x_{n0}$ . Ainsi le système peut-être défini de la manière suivante :

$$\frac{\partial f_{10}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{10}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{10}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} = f_{10}$$

$$\frac{\partial f_{20}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{20}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{20}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} = f_{20}$$

....

$$\frac{\partial f_{n0}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{n0}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{n0}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} = f_{n0}$$

Un choix judicieux des valeurs initiales doit être effectué afin de ne pas faire diverger l'algorithme. L'algorithme répète la procédure ci-dessus jusqu'à convergence du système (la valeur des résidus est fixée par l'utilisateur) vers une solution correctement approximée (dans la plage de confiance souhaitée).

La mise en œuvre de la méthode de Newton-Raphson, pour des systèmes à plusieurs variables, passe par un système matriciel. Ainsi :

$$Jx = y$$

Avec J, la matrice jacobienne :

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_1} & \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_n} \\ \frac{\partial f_{2i}}{\partial x_1} & \frac{\partial f_{2i}}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_{2i}}{\partial x_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_{ni}}{\partial x_1} & \frac{\partial f_{ni}}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_{ni}}{\partial x_n} \end{bmatrix}$$

Le vecteur  $x$  est s'écrit :

$$x = \begin{bmatrix} \Delta x_{1i} \\ \Delta x_{2i} \\ \vdots \\ \Delta x_{ni} \end{bmatrix}$$

De même, le vecteur  $y$  s'écrit :

$$y = \begin{bmatrix} f_{1i} \\ f_{2i} \\ \vdots \\ f_{ni} \end{bmatrix}$$

Pour résoudre le système, une méthode utilisant le pivot de Gauss est utilisée. La recherche des zéros (valeurs des correcteurs minimales) revient à résoudre l'équation suivante :

$$x = J^{-1}y$$

## Annexe B :

### Procédure d'interpolations de données

Pour remédier au problème de corrélation entre les points calculés et la courbe polynomiale associée par une régression polynomiale (d'ordre 3), et afin d'éviter le problème de valeurs négatives de  $A_e(N_{turb})$  et de valeurs positives de  $B_e(N_{turb})$  pour le calcul de l'enthalpie réelle, il a été nécessaire de trouver une parade à l'erreur instaurée par le manque de données entre 69 000 tr.min<sup>-1</sup> et 0 tr.min<sup>-1</sup>, et l'erreur introduite par la nature de la régression polynomiale classique. Pour cela plusieurs procédures et algorithmes ont été testés. Finalement, le choix c'est porté sur l'interpolation cubique monotone d'Hermite [311]. En effet, l'interpolation cubique monotone [311-313], qui est une variante de l'interpolation cubique, préserve la monotonie de l'ensemble de données interpolé. La monotonie est préservée par la succession d'interpolations linéaires, alors quelle est non-garantie par interpolation cubique.

La problématique est que les valeurs de  $A_e(N_{turb})$  ne peuvent pas être négatives, et les valeurs de  $B_e(N_{turb})$  ne peuvent pas être positives, cela d'un point de vue physique. En effet, la formulation proposée par Martin *et al.* [158, 159], issue d'une analyse physique de la turbine, écrite telle que :

$$\Delta h = A_e(N_{turb}) \cdot Qm_{red} + B_e(N_{turb})$$

Les termes  $A_e(N_{turb})$  et  $B_e(N_{turb})$  sont déterminés à partir d'une analyse des champs des valeurs caractéristiques. Mais leur interprétation physique est la suivante :

$$A_e(N_{turb}) = \frac{r \cdot \cot(\beta_e) \cdot \sqrt{T_{ref} \cdot T_e^*}}{S_e \cdot P_{ref}} \cdot U_e \quad \text{Ainsi } A_e(N_{turb}) \geq 0$$

Et

$$B_e(N_{turb}) = -U_e^2 \quad \text{Ainsi } B_e(N_{turb}) \leq 0$$

Les régressions polynomiales courantes utilisées par les systèmes d'exploitation de données tels que MS Excel fournissent des résultats assez médiocres. Des logiciels plus développés tels que Matlab, intègrent des fonctions particulières intégrant les fonctionnalités souhaitées. Pour le cas de Matlab, il s'agit de la fonction « *pchip* ». Mais, le code développé fonctionnant en Fortran, a imposé, pour des questions d'interopérabilité, de coder la méthode proposée par Fritsch et Carlson [311] en langage Fortan. La méthode est la suivante :

Tout d'abord, il s'agit de sélectionner les tangentes d'interpolation pour chaque point de données. Ainsi considérant l'ensemble des points  $(x_i, y_i)$  avec  $i = 1, \dots, n$  il est possible de calculer les pentes des droites sécantes entre les points successifs, tel que :

$$\Delta_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i} \quad \text{pour } i = 1, \dots, n-1$$

Ensuite, il s'agit d'initialiser les tangentes en chaque point de données comme étant la moyenne arithmétique des droites sécantes :

$$m_i = \bar{\Delta}_i = \frac{\Delta_{i-1} + \Delta_i}{2} \quad \text{pour } i = 2, \dots, n-1$$

Pour les points de fermeture (des deux extrémités), les données d'un seul côté sont utilisées.

$$m_1 = \Delta_1 \quad \text{et} \quad m_{n1} = \Delta_{n-1}$$

Si dans l'intervalle  $m_i = m_{i+1} = 0$  signifiant que la courbe doit être totalement plate pour conserver sa monotonie, il est inutile de faire l'analyse suivante (consistant à éviter les surestimations de prédiction et obliger la monotonie) pour ces points  $i$ .

#### Monotonie d'un intervalle de données :

On pose  $\alpha_i = \frac{m_i}{\Delta_i}$  et  $\beta_i = \frac{m_{i+1}}{\Delta_i}$ . Or, si  $\alpha$  et  $\beta$  sont calculés comme étant inférieurs à zéro, cela signifie que les valeurs d'entrées ne sont pas strictement monotones. Dans ces cas là une courbe monotone pourrait encore être créée en imposant  $m_i = m_{i+1} = 0$ , bien que la monotonie totale ne soit pas possible.

Alors, afin de prévenir toute erreur de dépassement et assurer la monotonie de la courbe, une fonction  $\phi(\alpha_i, \beta_i)$  est définie telle que :

$$\phi(\alpha_i, \beta_i) = \alpha_i - \frac{1}{3} \cdot \frac{(2\alpha_i + \beta_i - 3)^2}{(\alpha_i + \beta_i - 2)}$$

Afin de garantir la monotonie de la courbe les conditions suivantes doivent être respectées :

$$\begin{aligned} (2\alpha_i + \beta_i - 3) &\leq 0 \\ (\alpha_i + 2\beta_i - 3) &\leq 0 \\ \phi(\alpha_i, \beta_i) &\geq 0 \end{aligned}$$

Si la stricte monotonie est imposée, si  $\phi(\alpha_i, \beta_i)$  a une valeur strictement supérieure à zéro.

Une façon simple de satisfaire cette contrainte est de limiter l'ampleur du vecteur  $(\alpha_i, \beta_i)$  à un cercle de rayon 3. Cela implique que si  $\alpha_i^2 + \beta_i^2 > 9$ , alors :

$$\begin{aligned} m_i &= \tau_i \cdot \alpha_i \cdot \Delta_i \\ \text{et} \\ m_{i+1} &= \tau_i \cdot \beta_i \cdot \Delta_i \end{aligned}$$

$$\text{Avec :} \quad \tau_i = \frac{3}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}}$$

L'interpolation cubique :

Les caractères permettant assurer la monotonie de la courbe ayant été définis. L'évaluation des données est effectuée grâce à une *spline cubique d'Hermite*.

Pour  $x_i, y_i$  et  $m_i$  avec  $i=1, \dots, n$ . Nous cherchons  $P$ , l'interpolation de  $x$  dans l'intervalle  $(x_i, x_{i+1})$ , exprimée telle que :

$$P(x) = H_{00}(t) \cdot P_i + H_{10}(t) \cdot (x_{i+1} - x_i) \cdot m_i + H_{01}(t) \cdot P_{i+1} + H_{11}(t) \cdot (x_{i+1} - x_i) \cdot m_{i+1}$$

Avec :

$$t = \frac{x - x_i}{x_{i+1} - x_i}$$

Les fonctions d'Hermite  $H_{ii}(t)$  sont définies telles que :

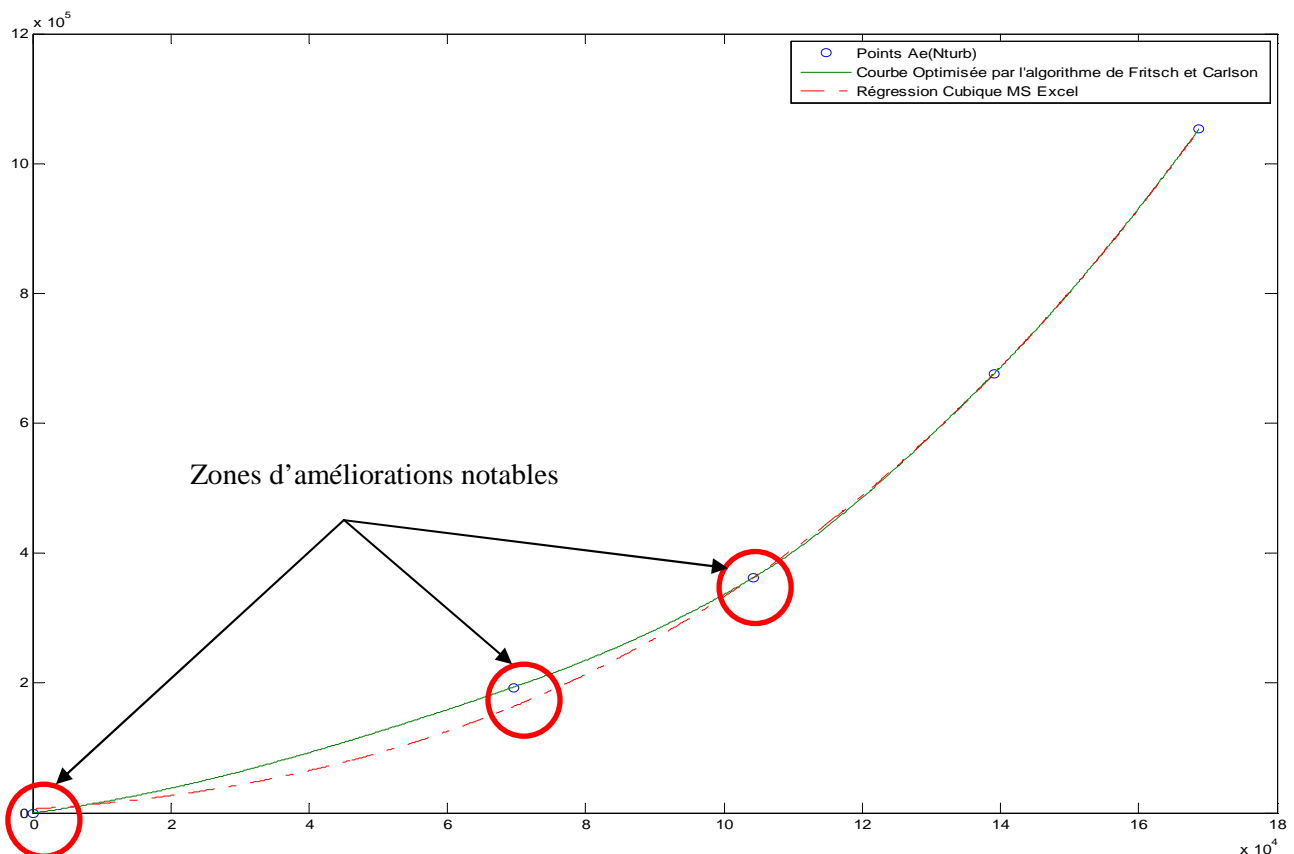
$$H_{00}(t) = (2t^3 - 3t^2 + 1)$$

$$H_{10}(t) = (t^3 - 2t^2 + t)$$

$$H_{01}(t) = (-2t^3 + 3t^2)$$

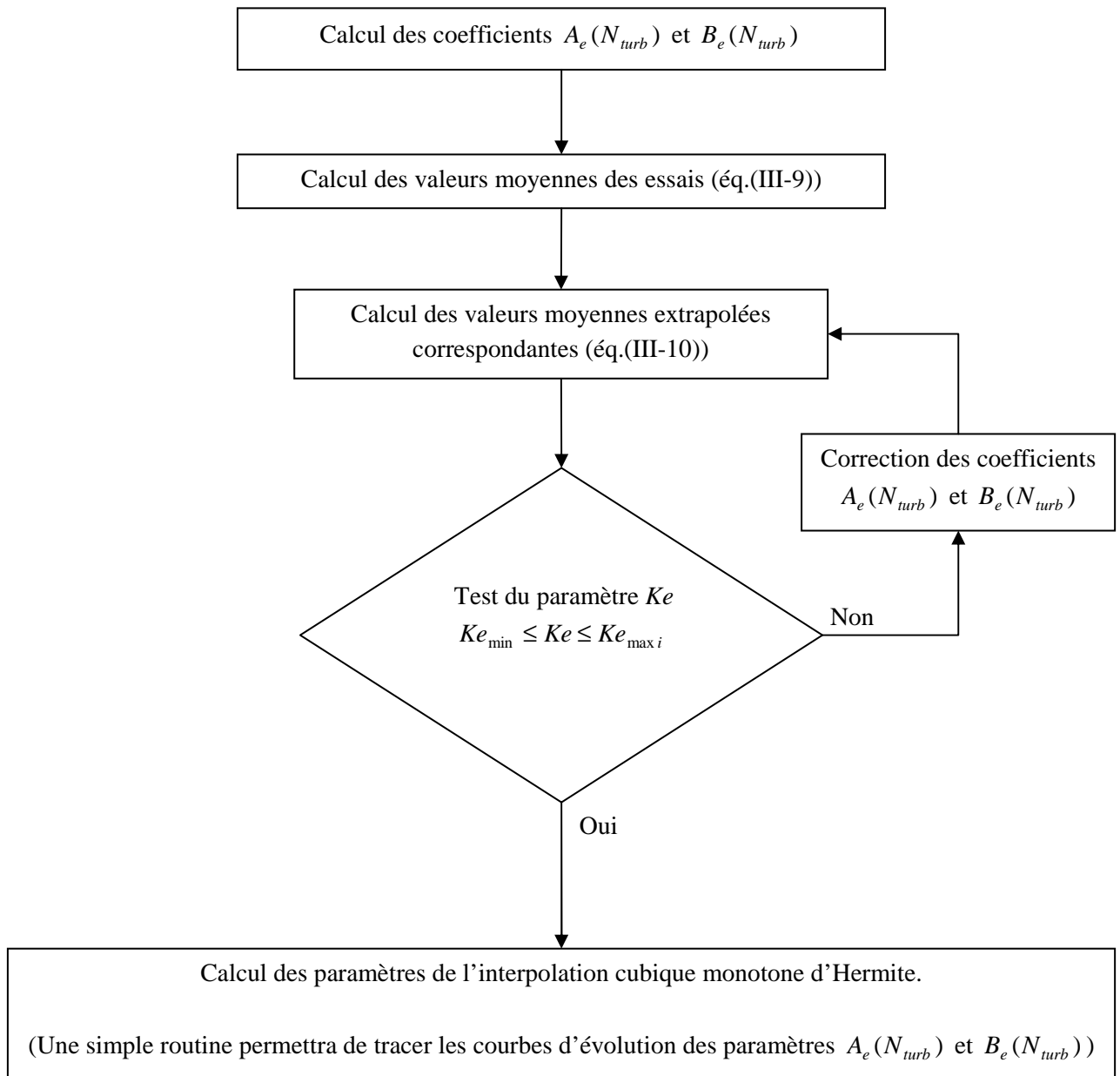
$$H_{11}(t) = (t^3 - t^2)$$

Attention, contrairement à ce qu'il peut être fait sur MS Excel, il ne s'agit pas d'une régression polynomiale mais d'une interpolation. Il n'y a donc pas d'équation de courbe, mais une procédure de calcul de points (c'est une toute autre approche). Une simple routine de calcul permet d'apprécier rapidement la différence entre les deux types de traitement des données (exemple dans l'illustration ci-dessous).



Protocole d'optimisation du calcul des paramètres  $A_e(N_{turb})$  et  $B_e(N_{turb})$  :

Le protocole suivant illustre le processus de calcul et d'optimisation des deux paramètres,  $A_e(N_{turb})$  et  $B_e(N_{turb})$ , nécessaires au calcul des courbes de rendement de la turbine.

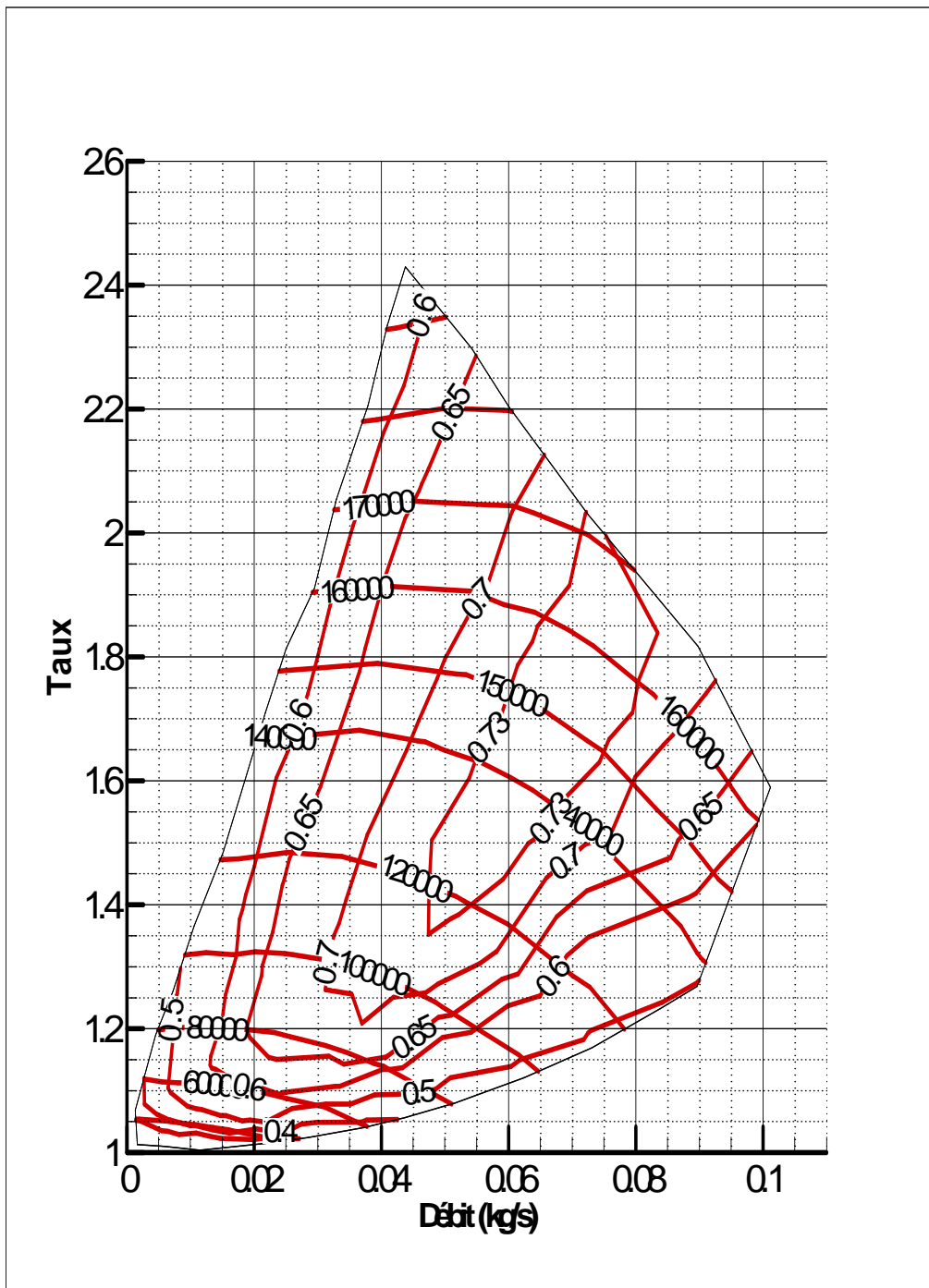




## Annexe C :

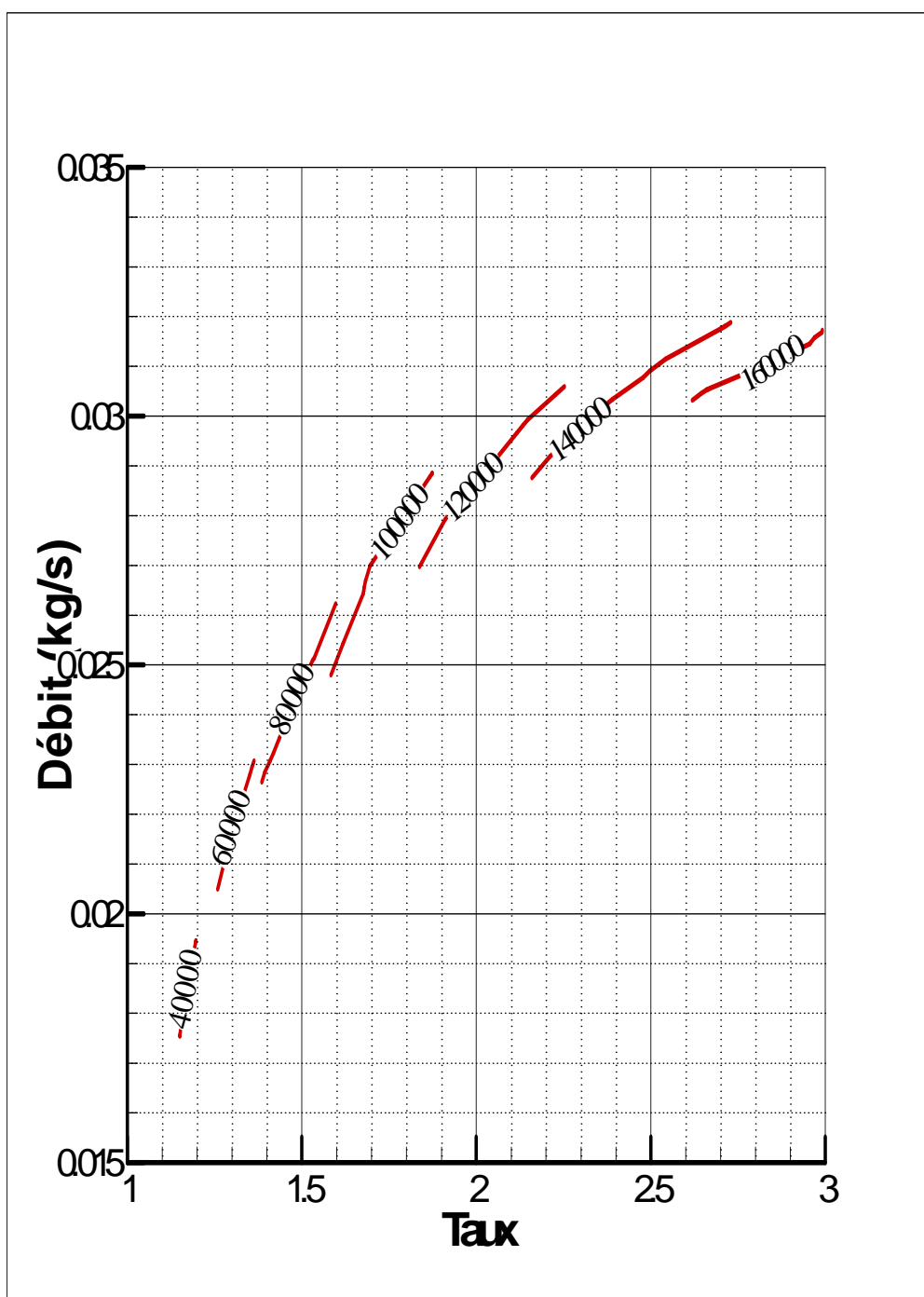
### Champ de fonctionnement du turbocompresseur à géométrie fixe (TGF) :

#### Champ compresseur du turbo TGF :

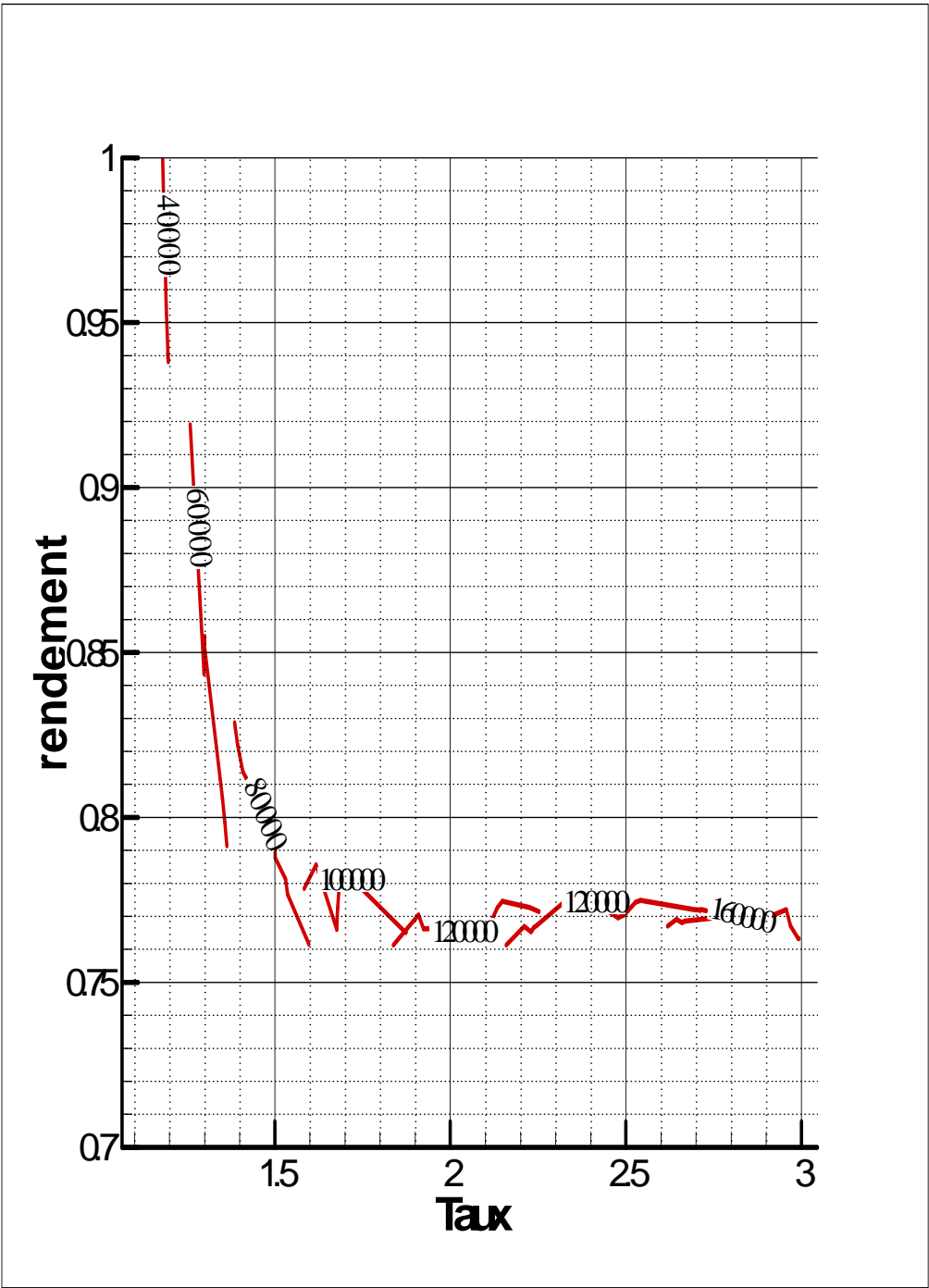


Champs caractéristiques de la turbine à géométrie variable (TGF) :

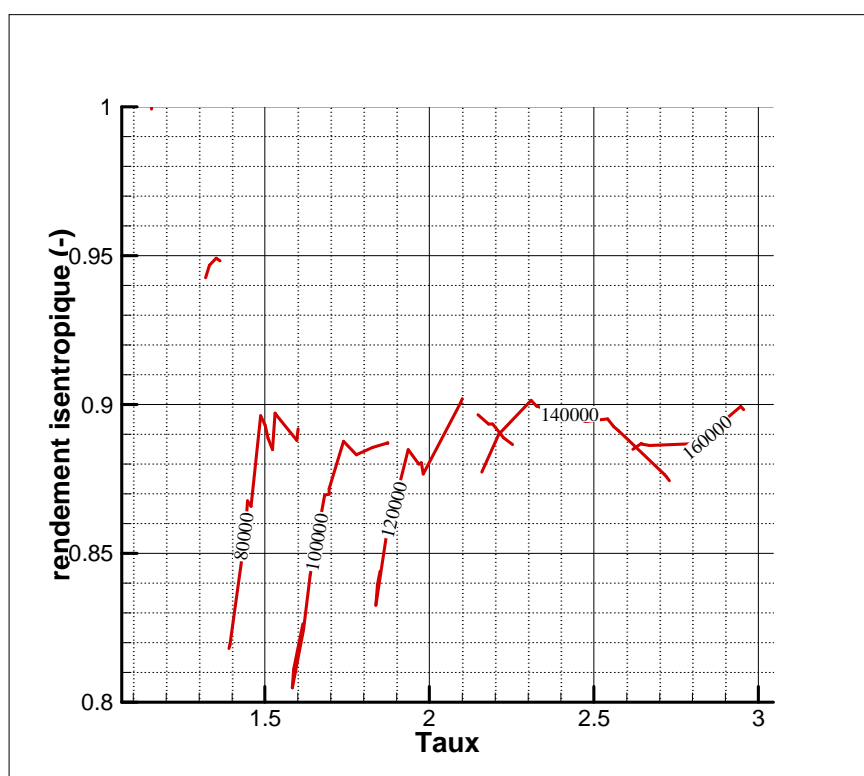
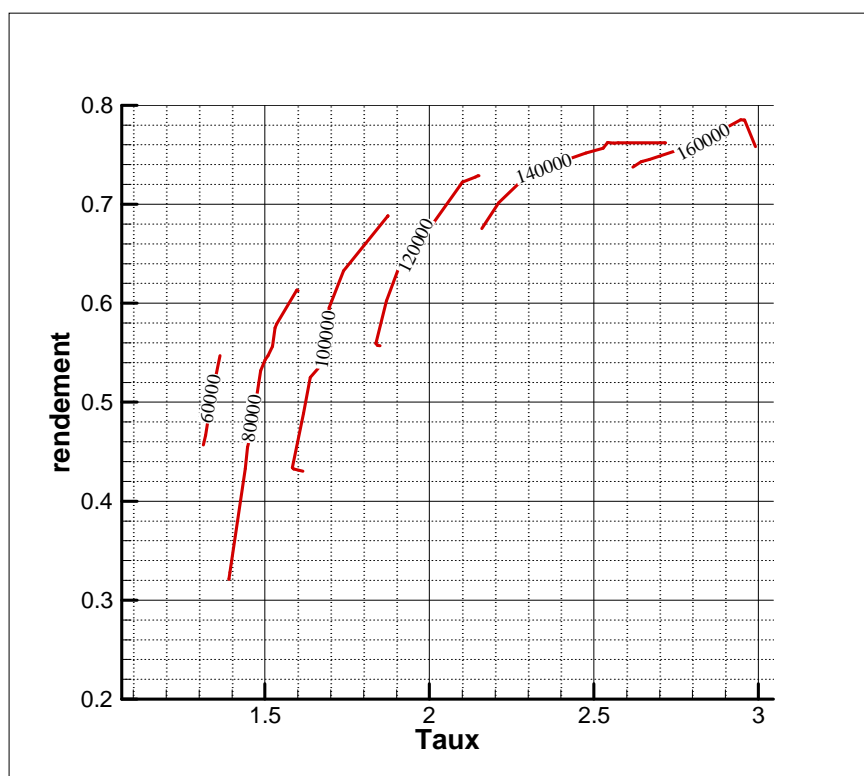
Courbe de débit :

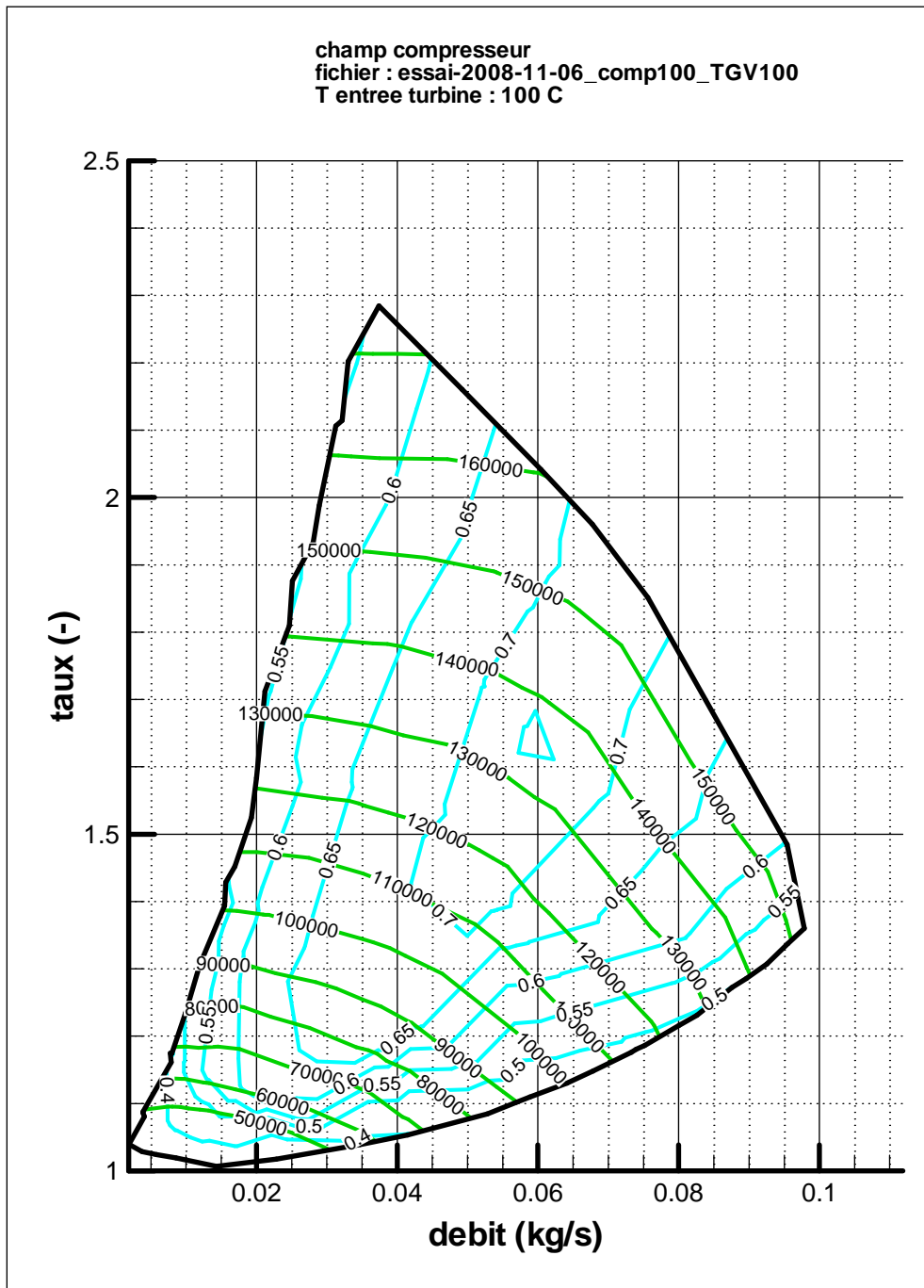


Courbe de rendement issue des températures :



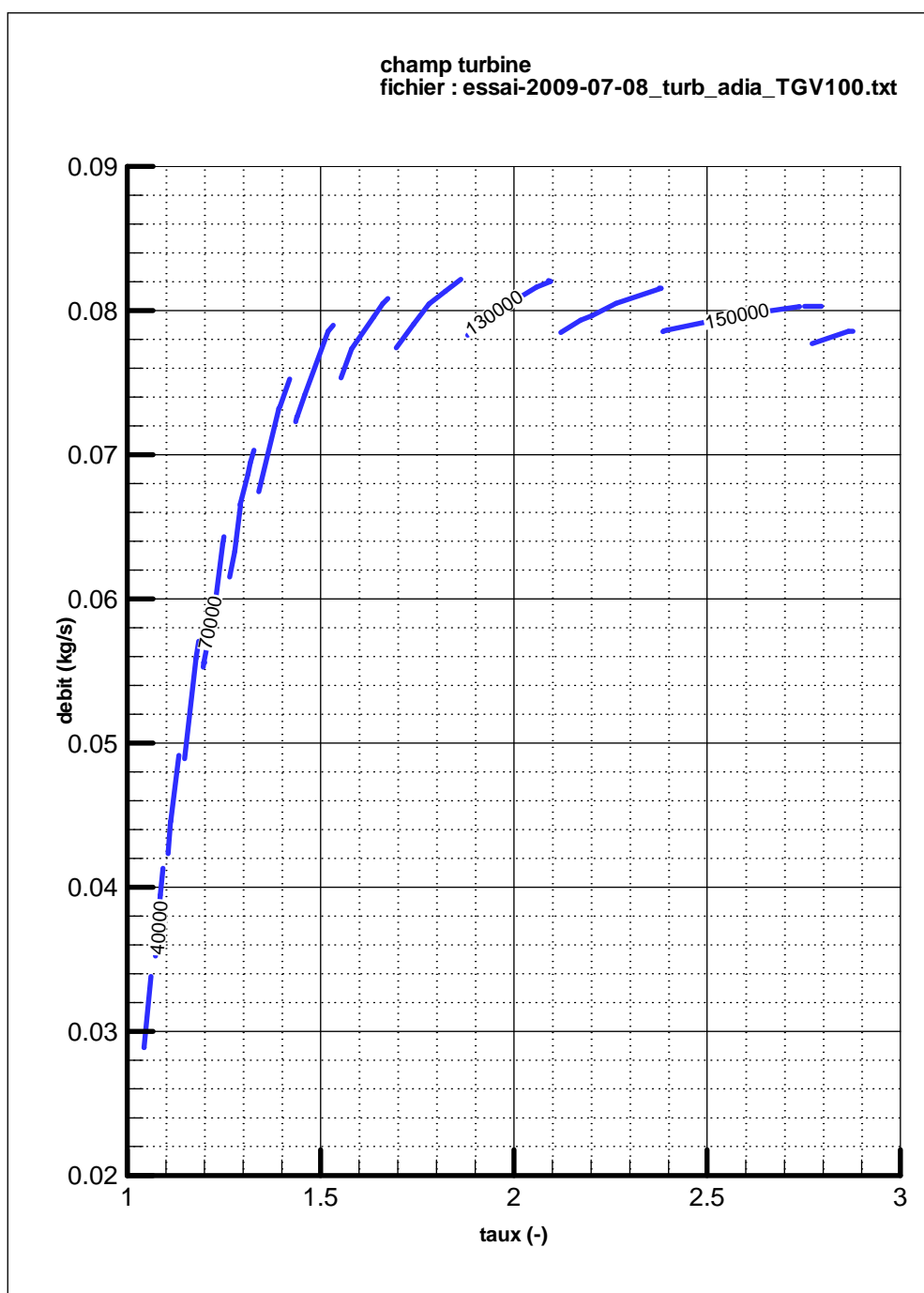
Courbes de rendement issues de la puissance compresseur :



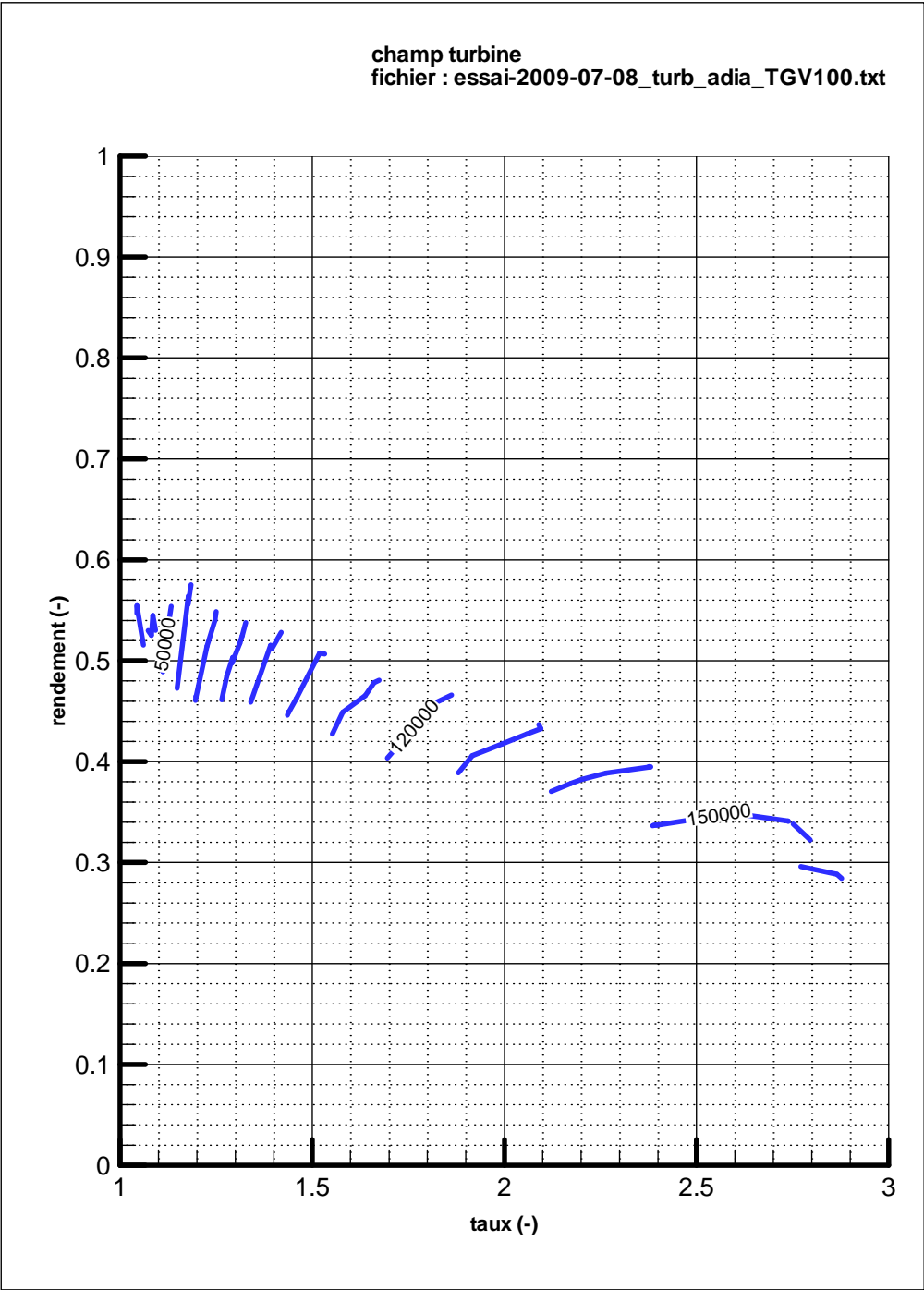
**Champ de fonctionnement du turbocompresseur à géométrie variable (TGV) :**Champ compresseur du turbo (TGV) :

Champs caractéristiques de la turbine TGV :

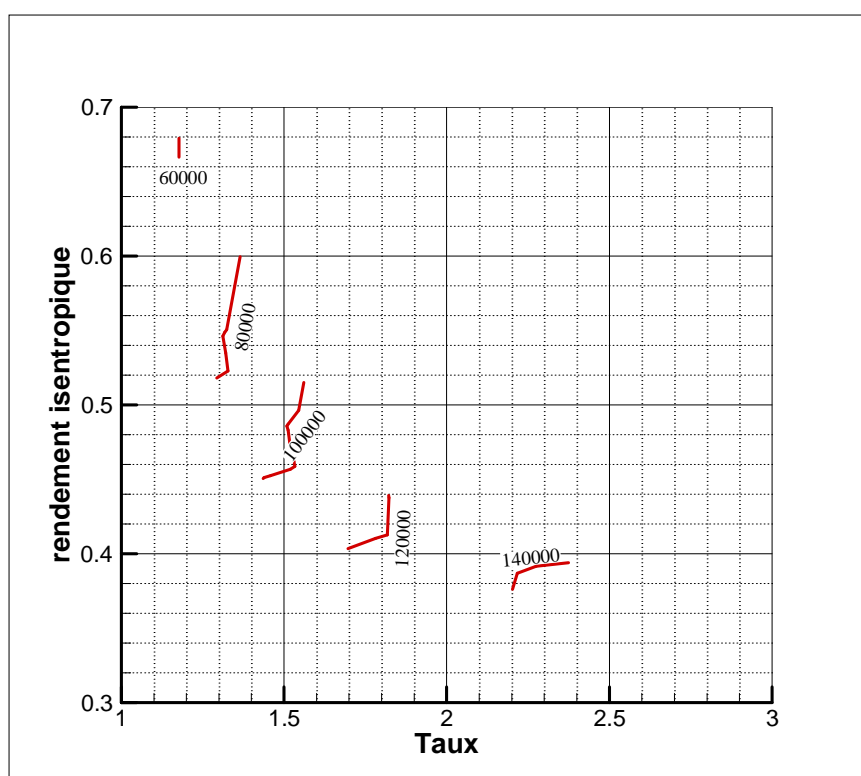
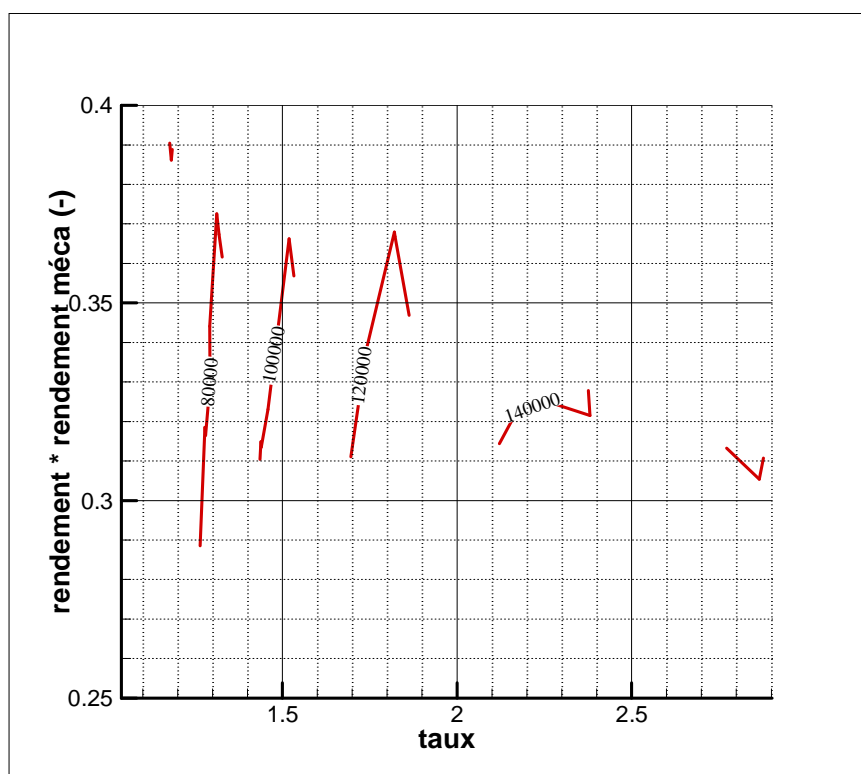
Courbe de débit :



Courbe de rendement issue des températures :



Courbes de rendement issues de la puissance compresseur :







## Références

---

1. **ONU.** *CONVENTION-CADRE DES NATIONS UNIES SUR LES CHANGEMENTS CLIMATIQUES.* 1992; Available from: <http://unfccc.int/resource/docs/convkp/convfr.pdf>.
2. **ONU.** *PROTOCOLE DE KYOTO À LA CONVENTION-CADRE DES NATIONS UNIES SUR LES CHANGEMENTS CLIMATIQUES.* 1998; Available from: <http://unfccc.int/resource/docs/convkp/kpfrench.pdf>.
3. **ONU.** *Convention-cadre sur les changements climatiques de Copenhague.* 2009; Available from: <http://unfccc.int/resource/docs/2009/cop15/fre/11f.pdf>.
4. **ONU.** *Convention-cadre sur les changements climatiques de Cancun.* 2010; Available from: <http://unfccc.int/resource/docs/2010/cop16/fre/07f.pdf>.
5. **Selles, L.,** *Emissions des véhicules dans l'Union Européenne et dans le monde*, D.G.E.e. Industrie, Editor. 2005: Paris.
6. **UE,** *RÈGLEMENT (CE) No 443/2009 du PARLEMENT ET CONSEIL EUROPÉEN; Etablissant des normes de performance en matière d'émissions pour les voitures particulières neuves dans le cadre de l'approche intégrée de la Communauté visant à réduire les émissions de CO2 des véhicules légers.* 2009, Journal officiel de l'Union européenne.
7. **Heywood, J.B.,** *Internal Combustion Engine Fundamentals.* 1988: McGraw-Hill. 930.
8. **Baines, N.C.,** *Fundamentals of Turbocharging.* 2005: Concept NREC.
9. **Hancke, C.,** *Voies d'amélioration des performances moteurs essence et Diesel*, in *Conférence SIA.* 2009, Société des Ingénieurs de l'Automobile: Paris.
10. **Parois, A.,** *Suralimentation des moteurs de vehicules par turbocompresseur.* Techniques de l'Ingénieur.
11. **Frelin, M. and Toussaint, M.,** *Turbines Centripètes: principes de base.* Techniques de l'Ingénieur.
12. **Frelin, M. and Toussaint, M.,** *Turbines Centripètes: calcul et modélisation.* Techniques de l'Ingénieur.
13. **Königstein, A., Hock, C., Frensch, M., Karlsson, E., Larsson, P.I., and Westin, F.,** *Comparison of advanced turbocharging technologies under steady-state and transient conditions.* FISITA World Automotive Congress, 2006. F2006P391.
14. **Matsumoto, K., Jinnai, Y., and Tojo, M.,** *Development of compact and high performance turbocharger for 1050°C exhaust gases.* Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. Technical Review, 2008. 45(3).
15. **Leduc, P., Dubar, B., Ranini, A., and Monnier, G.,** *Downsizing of gasoline engine: an efficient way to reduce CO2 emissions.* Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP 2003. 58(1): p. 115 - 127.
16. **Garrett.** *Journal Bearings vs. Ball Bearings.* Turbo Tech. 2012; Available from: [http://www.turbobygarrett.com/turbobygarrett/journal\\_bearings\\_vs\\_ball\\_bearings](http://www.turbobygarrett.com/turbobygarrett/journal_bearings_vs_ball_bearings).
17. **BorgWarner.** *Design and Function of a Turbocharger: The Compressor.* 2012; Available from: <http://www.3k-warner.de/products/turbochargerCompressor.aspx>.
18. **Logan, J.E. and Ramenda, R.,** *Handbook of Turbomachinery.* Marcel Dekker, Inc., 2003. 2nd Edition.
19. **Vincent de Paul, M.,** *Turbines à fluide compressible: Conception et fonctionnement.* Techniques de l'Ingénieur.
20. **Cohen, H., Rogers, G.F.C., and Saravanamuttoo, H.I.H.,** *Gas Turbine Theory.* 1996: Longman Group.
21. **Boyce, M.P.,** *Gas Turbine Engineering Handbook, Second Edition.* 2002: Gulf Professional Publishing.
22. **Walsh, P.P. and Fletcher, P.,** *Gas Turbine Performance: 2nd Edition.* 2004: Blackwell Science.
23. **Watson, N. and Janota, M.S.,** *Turbocharging an Internal Combustion Engine.* 1982: John Wiley & Sons Inc.
24. **Baines, N.C.,** *Radial and Mixed flow turbine option for high boost turbochargers*, in *7th International Conference on Turbochargers and Turbocharging.* 2002.
25. **Martyr, A.J. and Plint, M.A.,** *Engine Testing: Theory and Practice.* Third edition ed. 2007: Elsevier Ltd.
26. **Chang, S.L., Ki, H.L., Dong, H.W., Seo, W.C., and Haeng, M.C.,** *Supercharging Performance of a Gasoline Engine with a Supercharger.* KSME International Journal, 1997. 11(5): p. 556 - 564.

27. **BorgWarner.** *Design and Function of a Turbocharger: Design of a Turbine.* 2012; Available from: <http://www.turbodrive.com/en/turbofacts/designTurbine.aspx>.
28. **Marelli, S. and Capobianco, M.,** *Steady and pulsating flow efficiency of a waste-gated turbocharger radial flow turbine for automotive application.* Energy, 2011. 36(1): p. 459-465.
29. **Yammine, A.,** *Etude Aérodynamique et thermique d'un turbocompresseur de suralimentation automobile. Mesures locales et globales,* PhD Thesis, Dynamique des fluides et Transferts, Ecole Centrale de Nantes, 2010
30. **Hammoud, J.A., Pluviose, M., and Frelin, M.,** *Modélisation de compresseurs centrifuges de suralimentation.,* in *International Congress on Fluid Dynamics & Propulsion.* 1996: Cairo, Egypt.
31. **Japikse, D.,** *Centrifugal Compressor Design and Performance.* 1996, Wilder, Vermont 05088, USA: Concepts ETI.
32. **Hagelstein, D., Hillewaert, K., Van den Braembussche, R.A., Engeda, A., Keiper, R., and Rutenberg, M.,** *Experimental and Numerical Investigation of the Flow in a Centrifugal Compressor Volute.* ASME Journal of Turbomachinery, 2000. 122(1): p. 22-31.
33. **Steglich, T., Kitzinger, J., Seume, J.R., Van den Braembussche, R.A., and Prinsier, J.,** *Improved Diffuser/Volute combinations for Centrifugal Compressors.* ASME Journal of Turbomachinery, 2008. 130(1).
34. **Kindl, H.,** *Influence of various compressor inlet designs on compressor performance.* THIESEL 2004 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, 2004.
35. **Garrett.** *TurboTech Expert - Compressor Map.* 2012; Available from: [http://www.turbobygarrett.com/turbobygarrett/compressor\\_maps](http://www.turbobygarrett.com/turbobygarrett/compressor_maps).
36. **Chesse, P.,** *Détermination des limites d'exploitation des Diesel de fortes puissances, Incidence des circuits de liaison moteur-turbocompresseur, instabilité et pompes des compresseurs,* PhD Thesis, Dynamique des Fluides et Transferts, Ecole Centrale de Nantes, 1995
37. **Stein, A.,** *Computational Analysis of Stall and Separation Control in Centrifugal Compressor,* PhD Thesis, Aerospace Engineering, Georgia Institute of Technology, 2000
38. **Mohtar, H.,** *increasing surge margin of turbocharger centrifugal compressor automotive application.* Phd Thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2010.
39. **Nikpour, B.,** *Turbocharger compressor flow range improvement for future heavy duty diesel engines.* THIESEL 2004 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, 2004.
40. **Boudfar, M.,** *Experimental study of the compressor surge of a Diesel high performance engine.* THIESEL 2008 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, 2008.
41. **Japikse, D. and Baines, N.C.,** *Introduction to Turbomachinery.* 1997: Concepts ETI.
42. **Rutenberg, M. and Kammer, N.** *On the thermodynamics of non Adiabatic compression and expansion process in turbomachines.* in *Proceedings of the 5th International Conference for Mechanical Power Engineering.* 1984. Cairo, Egypt.
43. **Rutenberg, M., Mobarak, A., and Molababic, M.,** *Influence of heat transfer between turbine and compressor on the performance of a small turbocharger,* in *International Gas Turbine Congress,* J.P.-T.-I. -73, Editor. 1986, Gas Turbine Society of Japan: Tokyo. p. 567-574.
44. **Friberg, M., Mahieddine, M., Toussaint, M., and Frelin, M.,** *Prévision des caractéristiques des turbomachines. Application à une pompe centrifuge, un compresseur centrifuge et une turbine centripète.* Revue Française de Mécanique, 1988. N°1988-4.
45. **Jung, M., Ford, R.G., Glover, K., Collings, N., Christensen, U., and Watts, M.J.,** *Parameterization and Transient Validation of a Variable Geometry Turbocharger for Mean-Value Modeling at Low and Medium Speed-Load Points* SAE Technical Paper 2002-01-2729, 2002.
46. **Jung, M.,** *Mean-Value Modelling and Robust Control of the Airpath of a Turbocharged Diesel Engine,* PhD Thesis, Cambridge College, 2003
47. **Chapman, K.S., Nguru, R., and Schultz, J.,** *Simplified Methodology to correct turbocharger field measurements for heat transfer and other effects,* in *Topical Report,* K.S. University, Editor. 2002, National Gas Machinery Lab.
48. **Bohn, D.,** *Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbocharger Part II: Experimental Results,* in *ASME Conference Paper GT2003-38449.* 2003.
49. **Bohn, D.,** *Conjugate Calculation of Flow Field and Heat Transfer in Compressor, Turbine and Casing of a Gas Turbine.* VGB Powertech, 2003. 83(11): p. 54 - 59.

50. **Bohn, D., Heuer, T., and Kusterer, K.,** *Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbo charger*. J. Eng. Gas Turbines Power, 2005. 127(3): p. 7.
51. **Chesse, P., Chalet, D., and Tauzia, X.,** *Impact of the heat transfer on the performances calculations of automotive compressor*. Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP, 2011. 66(5): p. 791-800.
52. **Cormerais, M., Hetet, J.F., Chesse, P., and Maiboom, A.,** *Heat Transfers Analysis of a variable geometry turbine under steady and transient conditions ICRAMME 05*. Proceedings of the International Conference on Recent Advances in Mechanical & Materials Engineering, Kuala Lumpur, Malaysia, 2005.
53. **Cormerais, M., Hetet, J.F., Chesse, P., and Maiboom, A.,** *Heat Transfers Characterisations in a variable geometry turbocharger: experiments and correlations*. ASME Internal Combustion Engine Division 2006 Spring Technical Conference, 2006.
54. **Cormerais, M., Hetet, J.F., Chesse, P., and Maiboom, A.,** *Heat Transfers Analysis in a Turbocharger Compressor: Modeling and Experiments*. SAE Technical Paper 2006-01-0023, 2006.
55. **Cormerais, M., Hetet, J.F., Chesse, P., and Maiboom, A.,** *Heat transfers characterisations in a turbocharger: experiments and correlations*. Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division, 2006. ICES2006-1324.
56. **Cormerais, M.,** *Caractérisation expérimentale et modélisation des transferts thermiques au sein d'un turbocompresseur automobile. Application à la simulation du comportement transitoire d'un moteur Diesel à forte puissance spécifique*. Phd Thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2007.
57. **Serrano, J., Guardiola, C., Dolz, V., Tiseira, A., and Cervelló Romero, C.,** *Experimental Study of the Turbine Inlet Gas Temperature Influence on Turbocharger Performance*. SAE Technical Paper 2007-01-1559, 2007.
58. **Benson, R.S., Horlock, J.H., and Winterbone, D.E.,** *The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines*. 1982: Clarendon Press.
59. **Esfandiari, C.,** *Simulation numérique des écoulements pulsés instationnaires dans les conduites avec singularités de section*, PhD Thesis, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Paris, 1985.
60. **Luneau, J. and Bonnet, A.,** *Aérodynamique: théories de la dynamique des fluides*. 1989: Editions Cépaduès.
61. **Corberan, J.M. and Gascon, L.** *New method to calculate unsteady 1-D compressible flow in pipes with variable cross section. Application to the calculation of the flow in intake and exhaust pipes of I. C. engines*. in *ASME Internal Combustion Engine Division Spring Meeting*. 1995. Marietta, OH, USA.
62. **Borel, M.,** *Les phénomènes d'ondes dans les moteurs*, ed. P.d.I.I.F.d. Pétrole. 2000: Technip.
63. **Winterbone, D.E. and Pearson, R.J.,** *Theory of engine manifold design: wave action methods for IC engines*. 2000, London & Bury St Edmunds, U.K: Professional Engineering Publishing.
64. **Toro, E.F.,** *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*. 1999: Springer.
65. **Ben-Artzi, M. and Falcovitz, J.,** *Generalized Riemann Problems in Computational Fluid Dynamics*. 2003: Cambridge University Press.
66. **Karni, S.,** *Multicomponent Flow Calculations by a Consistent Primitive Algorithm*. Journal of Computational Physics, 1994. 112(1): p. 31-43.
67. **Bulaty, T. and Niessner, H.,** *Calculation of 1-D Unsteady Flows in Pipe Systems of I.C. Engines*. Journal of Fluids Engineering, 1985. 107(3): p. 407-412.
68. **Bernheim, C.,** *Modélisation du système pneumatique de freinage ferroviaire*, in *Travail de fin d'études*. 1994, Ecole Centrale Paris: Paris.
69. **Idel'cik, I.E.,** *Mémento des pertes de charge, coefficients de pertes de charge singulières et de pertes de charge par frottement*. 1969: Eyrolles.
70. **Liepmann, H.W. and Roshko, A.,** *Eléments de la dynamique des gaz*. 1962: Gauthier-Villars.
71. **Weast, R.C.,** *Handbook of chemistry and physics*. 63rd Edition ed. 1968: CRC.
72. **Zucrow, M.J. and Hoffman, J.D.,** *Gas dynamics*. 1976: Wiley.
73. **Incorporated, F.,** *Fluent 5 user's guide*. 1998, Lebanon: Centerra Resource Park.

74. **Chalet, D.**, *Etude et modélisation des ondes de pression dans les géométries complexes: Application à la simulation du fonctionnement d'un moteur à combustion interne.*, PhD Thesis, Dynamique des Fluides et Transferts, Ecole Centrale de Nantes, 2003
75. **Roberson, J.A. and Crowe, C.T.**, *Engineering Fluid Mechanics*. 4 ed. 1990: Houghton Mifflin.
76. **Trojette, N.**, *Traitement numérique des équations régissant les écoulements pulsés à l'échappement d'un moteur monocylindre*, PhD Thesis, Energétique, University of Paris VI, 1983
77. **Miller, D.S.**, *Internal flow systems*. 1990: BHRA (Information Services).
78. **Swamee, P.K. and Jain, A.K.**, *Explicit equations for pipe-flow problems*. Journal of the Hydraulics Division, 1976. 102(5): p. 657 - 664.
79. **Takizawa, M., Uno, T., Oue, T., and Yura, T.**, *A Study of Gas Exchange Process Simulation of an Automotive Multi-Cylinder Internal Combustion Engine*. SAE Technical Paper 820410, 1982: p. 1663 - 1676.
80. **Benson, R.S.**, *Numerical solution of one-dimensional non-steady flow with supersonic and subsonic flows and heat transfer*. International Journal of Mechanical Sciences, 1972. 14(10): p. 635-642.
81. **Caton, J.A. and Heywood, J.B.**, *An experimental and analytical study of heat transfer in an engine exhaust port*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981. 24(4): p. 581-595.
82. **Douglas, R., McGinnity, F.A., and Blair, G.P.** *A study of gas temperature effects on the prediction of unsteady flow*. 1991. London: Proceedings of ImechE.
83. **Incropera, F.P. and DeWitt, D.P.**, *Fundamentals of Heat Transfer*. 1981, New York: John Wiley & Sons Inc.
84. **Meisner, S. and Sorenson, S.**, *Computer Simulation of Intake and Exhaust Manifold Flow and Heat Transfer*. SAE Technical Paper 860242, 1986: p. 1 - 12.
85. **Woods, W.A. and Douthwaite, W.**, *Compressible Flow in a Four-stroke Supercharged Diesel Engine with Particular Reference to the Effects of Heat Transfer from the Exhaust Gas*. 1974, Thermofluids Conference National Committee on Thermodynamics and Fluid Mechanics: Melbourne, Australia. p. 86 - 90.
86. **Zhao, Y. and Winterbone, D.E.**, *A Study of Warm-Up Processes in SI Engine Exhaust Systems*. SAE Technical Paper 931094, 1993.
87. **Crocker, M.J.**, *Encyclopedia of Acoustics*. 1997: John Wiley & Sons.
88. **Lighthill, J.**, *Waves in Fluids*. 2 nd ed. 1978: Cambridge University Press.
89. **Chen, C., Veshagh, A., and Wallace, F.J.**, *A Comparison Between Alternative Methods for Gas Flow and Performance Prediction of Internal Combustion Engines*. SAE Technical Paper 921734, 1992: p. 1793 - 1824.
90. **Peyret, R.**, *Résolution numérique des systèmes hyperboliques: application à la dynamique des gaz*. Vol. 1977-5. 1977: ONÉRA.
91. **Poisson, S.D.**, *Mémoire sur la théorie du son*. Journal de l'Ecole Polytechnique, 1808. 14(7): p. 319-392.
92. **Poisson, S.D.**, *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France*, ed. A.r.d. sciences, et al. 1818: Didot frères, fils et cie.
93. **Stokes, G.G.**, *Mathematical and physical papers*. 1848: Johnson Reprint Corp.
94. **Earnshaw, S.**, *On the Mathematical Theory of Sound*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1860. 150(ArticleType: research-article / Full publication date: 1860 /): p. 133-148.
95. **Riemann, B.**, *Ueber die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite*, ed. A.d.K.G.d.W.z. Göttingen. and M.d.I.S.r.d.s.d. Göttingen]. Vol. 8. 1860: Verlag der Dieterichschen Buchhandlung.
96. **Schetz, J.A. and Fuhs, A.E.**, *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery: Fundamentals of fluid dynamics*. 1996: John Wiley & Sons, Inc.
97. **Rathakrishnan, E.**, *Gas Dynamics*. 2001: PHI Learning Pvt. Ltd.
98. **Shapiro, A.H.**, *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. Vol. 2. 1953: Ronald Press.
99. **Katrašnik, T.**, *Modelling of the twin-entry turbocharger turbine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2007. 221: p. 481-496.
100. **Costall, A.**, *A one-dimensional study of unsteady wave propagation in turbocharger turbines*. Phd Thesis, Imperial College London, 2007.

101. **Payri, F., Benajes, J., and Reyes, E.,** *Modelling of Supercharger Turbines in Internal-Combustion Engines*. International Journal of Mechanical Sciences, 1996. 38(8-9): p. 853 - 869.
102. **Kirkpatrick, S.J.,** *An Evaluation of one-Dimensional Simulation Techniques for Predicting Unsteady Gas Flow in Engine Ducting*, PhD Thesis, Queen's University of Belfast, 1994
103. **Piton, A.,** *Caractérisation Numérique et Expérimentale des écoulements autour des soupapes* PhD Thesis, Dynamique des Fluides et Transferts, Ecole Centrale de Nantes, 2012
104. **Piton, A., Chalet, D., and Chesse, P.,** *An experimental evaluation of 1-D valve models under dynamic conditions*, in *9th International conference on engines and vehicles*, S. Congress, Editor. 2009, SAE Technical Paper: Capri, Naples, Italy.
105. **von Neumann, J.,** *Proposal and analysis of a numerical method for the treatment of hydrodynamic shock problems*. 1944.
106. **Courant, R. and Friedrichs, K.O.,** *Supersonic flow and shock waves*, in *APPLIED MATHEMATICS PANEL*. 1948, NATIONAL DEFENSE RESEARCH COMMITTEE.
107. **von Neumann, J. and Richtmyer, R.D.,** *A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks*. Journal of Applied Physics, 1950. 21(3): p. 232-237.
108. **Roe, P.L.,** *Characteristic-based schemes for the Euler equations*. Annual Review of Fluid Mechanics, 1986. 18: p. 337-365.
109. **Lax, P.D.,** *Weak solutions of nonlinear hyperbolic equations and their numerical computation*. Communications on Pure and Applied Mathematics, 1954. 7(1): p. 159-193.
110. **Lax, P.D. and Wendroff, B.,** *Systems of conservation laws*. Communications on Pure and Applied Mathematics, 1960. 13: p. 217-237.
111. **Richtmyer, R.D.,** *A survey of difference methods for non-steady fluid dynamics*, U.C.f.A. Research, Editor. 1962, NATIONAL CENTER FOR ATMOSPHERIC RESEARCH: Boulder.
112. **MacCormack, R.W.,** *The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering*. AMERICAN INSTITUTE OF AERONAUTICS AND ASTRONAUTICS, HYPERVELOCITY IMPACT CONFERENCE, 1969. AIAA PAPER 69-354
113. **Hirsch, C.,** *Numerical Computation of Internal and External Flows: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. 2007: Elsevier/Butterworth-Heinemann.
114. **Courant, R., Friedrichs, K.O., and Lewy, H.,** *On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics*. IBM Journal of Research and Development, 1967. 11(2): p. 215 - 234
115. **Lerat, A. and Peyret, R.,** *Noncentered schemes and shock propagation problems*. Computers & Fluids, 1974. 2(1): p. 35-52.
116. **MacCormack, R.W. and Baldwin, B.S.,** *A numerical method for solving the Navier-Stokes equations with application to shock-boundary layer interaction*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 13th Aerospace Sciences Meeting, 1975. AIAA paper 75-1.
117. **Book, D.L., Boris, J.P., and Hain, K.,** *Flux-corrected transport II: Generalizations of the method*. Journal of Computational Physics, 1975. 18(3): p. 248-283.
118. **Boris, J.P. and Book, D.L.,** *Flux-corrected transport. I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works*. Journal of Computational Physics, 1973. 11(1): p. 38-69.
119. **Chalet, D., Chesse, P., and Hetet, J.F.,** *Boundary conditions modelling of one-dimensional gas dynamics simulation code of internal combustion engine manifolds*. International Journal of Engine Research, 2008. 9(4): p. 267-282.
120. **Chalet, D., Chesse, P., Hetet, J.F., and Tauzia, X.** *Some Basic Elements to Achieve a Future 1D Simulation of Wave Propagation in I.C.E. Pipes*. in *Spring Technical Conference of ASME Internal Combustion Engine Division*. 2002. Rockford, Illinois, Etats-Unis.
121. **Harten, A.,** *On a class of high resolution total-variation-stable finite-difference schemes*, in *Research and Development Report*, U.S.D.o. Energy, Editor. 1982, Courant Mathematics and Computing Laboratory: New York University.
122. **Harten, A.,** *High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws*, in *Research and Development Report*, U.S.D.o. Energy, Editor. 1982, Courant Mathematics and Computing Laboratory: New York University.
123. **Harten, A., Lax, P.D., and Van Leer, B.,** *On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws*. SIAM Review, 1983. 25(1): p. 35-61.
124. **Davis, S.F.,** *TVD Finite Difference Schemes via Artificial Viscosity* NASA contractor report, 1984. NASA CR-172373.(ICASE-84-20).

125. **Davis, S.F.**, *A Simplified TVD Finite Difference Scheme via Artificial Viscosity*. SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, 1987. 8(1): p. 1-18.
126. **Chalet, D., Chesse, P., hetet, J.F., and Tauzia, X.**, *Inflow boundary condition for the one-dimensional gas dynamics simulation code of internal combustion engine manifolds*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2009. 223(7): p. 953-965.
127. **Chalet, D., Chesse, P., Hetet, J.F., Inozu, B., and Roy, P.**, *Analysis and modeling of plain open ends and bends inside the piping systems of internal combustion engines*, in *Spring technical conference of the ASME International Combustion Engine division*, ASME, Editor. 2003, ASME: Salzburg, Autriche.
128. **Godunov, S.K.**, *A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics* Mat. Sb. (N.S.), 1959. 47(89)(3): p. 271-306.
129. **Roe, P.L.**, *Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes*. Journal of Computational Physics, 1981. 43(2): p. 357-372.
130. **Steger, J.L. and Warming, R.F.**, *Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite-difference methods*. Journal of Computational Physics, 1981. 40(2): p. 263-293.
131. **Osher, S. and Solomon, F.**, *Upwind difference schemes for hyperbolic systems of conservation laws*. Mathematics of computation, 1982. 38(158): p. 339-374.
132. **Van Leer, B.** *Flux-vector splitting of the euler equations*. in *8th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*. 1982. Aachen.
133. **Van Leer, B.**, *Multidimensional explicit difference schemes for hyperbolic conservation laws in NASA Contractor report*. 1983.
134. **Van Leer, B.**, *Flux-Vector Splitting for the 1990s*. NASA, Lewis Research Center, Computational Fluid Dynamics Symposium on Aeropropulsion, 1991. 91N21073 p. 203-214.
135. **Van Leer, B.**, *On the relation between upwind-differencing schemes of Godunov, Engquist-Osher and Roe*, in *NASA Contractor Report*. 1981.
136. **Van Leer, B.**, *Computational methods for ideal compressible flow in NASA Contractor Report*. 1983.
137. **Einfeldt, B.**, *On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics*. SIAM Journal on Numerical Analysis, 1988. 25(2): p. 294-318.
138. **Toro, E.F.**, *Some aspects of shock capturing methods for gas dynamics*. Cranfield College of aeronautics report N°9112, 1991.
139. **Chalet, D. and Chesse, P.**, *Analysis of unsteady flow through a throttle valve using CFD-engineering*. Applications of computational fluid mechanics, 2010. 4(3): p. 387-395.
140. **Wallace, F.J. and Blair, G.P.**, *The Pulsating-flow Performance of Inward Radial-flow Turbines*. Proceedings ASME Meeting GTP21, 1965. 87(5).
141. **Benson, R.S. and Scrimshaw, K.H.**, *Experimental investigation of non-steady flow in a radial gas turbine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings, 1965. 180(10): p. 74 - 85.
142. **Craig, H.R.M., Edwards, K.J., Horlock, J.H., Janota, M., Shaw, R., and Woods, W.A.**, *An Investigation of Steady and Unsteady Flow through a Napier Turboblower Turbine under Conditions of Full and Partial Admission*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1968. 183(1): p. 615-630.
143. **Benson, R.S.**, *Nonsteady Flow in a Turbocharger Nozzleless Radial Gas Turbine*. SAE Technical Paper 740739, 1974.
144. **Benson, R.S.**, *Non-steady flow in radial turbines with wave action in the turbine exhaust*. Proceedings of IMechE, 6th Thermodynamics and Fluid Mechanics Group Convention, 1976. paper C63/76.
145. **Kosuge, H., Yamanaka, N., Ariga, I., and Watanabe, I.**, *Performance of radial flow turbines under pulsating flow conditions*. ASME, Journal of Engineering for Power 1975. Paper No.75-GT-30.
146. **Bhinder, F.S. and Gulati, P.S.**, *A method for predicting the performance of centripetal turbines in non-steady flow*. IMechE, Conference on Turbocharging and Turbochargers, 1978.
147. **Younes, R., Champoussin, J.C., and Liazid, A.**, *Modélisation du moteur diesel suralimenté en vue de sa commande*. Entropie, 1993. 174/175.



148. **Younes, R., Champoussin, J.C., and Liazid, A.,** *Simulation of turbocharged Diesel engine transient behaviour by knowledge model*. SIA n°93051.
149. **Tancrez, M., Galindo, J., Guardiola, C., Fajardo, P., and Varnier, O.,** *Turbine adapted maps for turbocharger engine matching*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2011. 35(1): p. 146-153.
150. **Fang, X. and Dai, Q.,** *Modeling of turbine mass flow rate performances using the Taylor expansion*. *Applied Thermal Engineering*, 2010. 30(13): p. 1824-1831.
151. **Fang, X., Dai, Q., Yin, Y., and Xu, Y.,** *A compact and accurate empirical model for turbine mass flow characteristics*. *Energy*, 2010. 35(12): p. 4819-4823.
152. **Westin, F.,** *Accuracy of turbocharged SI-engine simulations*, PhD Thesis, Department of Machine Design, Royal Institute of Technology, 2002
153. **Westin, F.,** *Simulation of turbocharged SI-engines - with focus on the turbine*, PhD Thesis, KTH School of Industrial Engineering and Management, Royal Institute of Technology, 2005
154. **Baines, N.C.,** *A meanline prediction method for radial turbine efficiency*. IMechE 6th Annual Int'l Conference on Turbocharging and Air Management Systems, 1998. Paper No. C554-6.
155. **Kolmanovsky, I., Moraal, P., Van Nieuwstadt, M., and Stefanopoulou, A.G.** *Issue in modelling and control of intake flow in variable geometry turbocharged engines*. in *Proceedings of the 18th IFIP Conference on System Modelling and Optimization*. 1997. Detroit.
156. **Moraal, P. and Kolmanovsky, I.,** *Turbocharger Modeling for Automotive Control Applications*. SAE Technical Paper 1999-01-0908, 1999.
157. **Jensen, J., Kristensen, A., Sorenson, S., Houbak, N., and Hendricks, E.,** *Mean Value Modeling of a Small Turbocharged Diesel Engine*. SAE Technical Paper 910070, 1991.
158. **Martin, G., Talon, V., Higelin, P., Charlet, A., and Caillol, C.,** *Implementing Turbomachinery Physics into Data Map-Based Turbocharger Models*. *SAE Int. J. Engines*, 2009. 2(1): p. 211-229.
159. **Martin, G.,** *Modélisation 0D-1D de la chaîne d'air des MCI dédiée au contrôle*, PhD Thesis, Energétique, University of Orléans, 2010
160. **Payri, F., Serrano, J.R., Fajardo, P., Reyes-Belmonte, M.A., and Gozalbo-Belles, R.,** *A physically based methodology to extrapolate performance maps of radial turbines*. *Energy Conversion and Management*, 2012. 55: p. 149-163.
161. **Gayvallet, H., Papachristos, G., and Jullien, J.,** *Modélisation d'une turbine centrifète de suralimentation*. *Entropie*, 1987. 134: p. 19 - 26.
162. **Frelin, M.,** *Prévision des caractéristiques d'une turbine radiale à partir des données géométriques*, PhD Thesis, Mécanique - Energétique, University of Paris 6, 1991
163. **Descombes, G.,** *Contribution à l'étude des performances d'une petite turbine de suralimentation à géométrie variable*, PhD Thesis, Mécanique Energétique, University of Paris 6, 1997
164. **Descombes, G., Duan, Q., Jullien, J., and Parkinson, N.,** *Study of the performance of a variable geometry turbocharger*. 22nd CIMAC on Emissions and environment, 1998. Session N°10.08.
165. **Descombes, G., Pichouron, J.F., Maroteaux, F., Moreno, N., and Jullien, J.,** *Simulation of the Performance of a Variable Geometry Turbocharger for Diesel Engine Road Propulsion*. *International Journal of Applied Thermodynamics*, 2002. 5(3): p. 139 - 149.
166. **Chen, H.,** *Steady and unsteady performance of vaneless casing radial-inflow turbines*, PhD Thesis, Department of Mechanical Engineering - Thermofluids Division, The University of Manchester Institute of Science and Technology, 1990
167. **Chen, H., Hakeem, I., and Martinez-Botas, R.,** *Modelling of a turbocharger under pulsating inlet conditions*. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part A. Journal of power and energy*, 1996. 210(5): p. 397 - 408.
168. **Galindo, J., Luján, J.M., Serrano, J.R., and Hernández, L.,** *Combustion simulation of turbocharger HSDI Diesel engines during transient operation using neural networks*. *Applied Thermal Engineering*, 2005. 25(5-6): p. 877-898.
169. **Nelson, S.A., Filipi, Z.S., and Assanis, D.N.,** *The Use of Neural Nets for Matching Fixed or Variable Geometry Compressors With Diesel Engines*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2003. 125(2): p. 8.
170. **Kessel, J.,** *Modelling and Real-time Simulation of a turbocharger with variable turbine geometry (VTG)*. SAE Technical Paper 980770, 1998.

171. **Albrecht, A., Grondin, O., Le Berr, F., and Le Sollic, G.**, *Towards a Stronger Simulation Support for Engine Control Design: a Methodological Point of View* IFP International Conference, 2007. 62(4): p. 437 - 456.
172. **Wallace, F.J. and Adgey, J.M.**, *Performance of inward radial flow turbines under non-steady flow conditions*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1969. 184 Pt1(10): p. 183 - 195.
173. **Dale, A. and Watson, N.**, *Vaneless Radial Turbocharger Turbine Performance*. Proceedings of IMechE, Part C: Mech. Eng. Sci., 1986. Proceedings of IMechE C110/86.
174. **Benson, R.S. and Woods, W.A.**, *The energy content of exhaust pulses in the exhaust system of a supercharged two-stroke-engine model*. International Journal of Mechanical Sciences, 1961. 2(4): p. 231-250.
175. **Benson, R.S.**, *A Computer Program for Calculating the Performance of an Internal Combustion Engine Exhaust System*. Proceedings of the IMechE, 1967. 182(12): p. 91 - 108.
176. **Barré-de-St-Venant, A.J.C. and Flamant, A.A.**, *Des vitesses que prennent, dans l'intérieur d'un vase, les divers éléments d'un liquide pendant son écoulement par un orifice intérieur, et des moyens simples qui peuvent être employés pour déterminer très approximativement les restes numériques des séries doubles peu convergentes*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1883. T98, Scéance du Lundi 12 Novembre: p. 1027 - 1031.
177. **Barré-de-St-Venant, A.J.C. and Flamant, A.A.**, *Des mouvements que prennent les diverses parties d'un liquide dans l'intérieur d'un vase ou réservoir d'où il s'écoule par un orifice*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1882. T94: p. 904-909, 1004-1008, 1139-1144.
178. **Hetet, J.F.**, *Etablissement d'un programme de simulation du fonctionnement de moteurs Diesel suralimentés par deux étages de turbocompresseur en série. Application à la recherche des limites d'exploitation en relation avec le phénomène de pompage dans les compresseurs.*, PhD Thesis, Dynamique des Fluides et Transferts, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique, 1989
179. **Dale, A.**, *Radial vaneless turbocharger turbine performance*, PhD Thesis, Imperial College, University of London 1990
180. **Chen, H. and Winterbone, D.E.**, *A method to predict performance of vaneless radial turbines under steady and unsteady flow conditions*. Proceedings of the IMechE 4th International Conference on Turbocharging and Turbochargers, 1990. C405/008: p. 13-22.
181. **Wallace, F.J. and Milles, J.**, *Performance of inward radial flow turbines under unsteady flow conditions with full and partial admission*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1970. 185(1): p. 1091 - 1105.
182. **Futral, S.M. and Todd, C.A.**, *A FORTRAN 4 program to estimate the off-design performance of radial-inflow turbines*, in NASA Report. 1969.
183. **Futral, S.M. and Wasserbauer, C.A.**, *Off-design performance prediction with experimental verification for a radial-inflow turbine* in NASA Report. 1965.
184. **Wasserbauer, C.A. and Glassman, A.J.**, *Fortran program for predicting off-design performance of radial-inflow turbines*, in NASA Technical Note. 1975.
185. **Katsanis, T. and McNally, W.D.**, *Fortran program for calculating velocities and streamlines on the hub-shroud mid-channel flow surface of an axial-or mixed-flow turbomachine*, in NASA Technical Report. 1974.
186. **Roelke, R.J.**, chapter 8: *Miscellaneous losses*, in *Turbine design and application*, A.J. Glassman, Editor. 1994, NASA.
187. **Meitner, P.L. and Glassman, A.J.**, *Off-design performance loss model for radial turbines with pivoting, variable-area stators*, in NASA Technical Report. 1980.
188. **Chen, H. and Baines, N.C.**, *The aerodynamic loading of radial and mixed-flow turbines*. International Journal of Mechanical Sciences, 1994. 36(1): p. 63-79.
189. **Abidat, M., Hachemi, M., Hamidou, M.K., and Baines, N.C.**, *Prediction of the steady and non-steady flow performance of a highly loaded mixed flow turbine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part A. Journal of power and energy, 1998. 212(3): p. 173 -184.
190. **Hakeem, I.**, *Steady and unsteady performance of mixed-flow turbines for automotive turbochargers*. Phd Thesis, University of London, 1995.
191. **Yeo, J.H. and Baines, N.C.**, *Pulsating flow behaviour in a twin-entry vaneless radial-inflow turbine*. Proceedings of the IMechE 4th International Conference on Turbocharging and Turbochargers, 1990. paper C405/004: p. 113-122.

192. **Baines, N.C. and Yeo, J.H.**, *Flow in a radial turbine under equal and partial admission conditions*. IMechE, Turbomachinery, 1991. Paper No. C423/002: p. 103-112.
193. **Baines, N.C., Hajilouy-Benisi, A., and Yeo, J.H.**, *The pulse flow performance and modelling of radial inflow turbines*. Turbocharging and Turbochargers, 1994. C484/006/94.
194. **Ogink, R.**, *Determination of the on-engine turbine efficiency of an automotive turbocharger*, PhD Thesis, Institutionen för Maskinkonstruktion, Kungliga Tekniska Högskolan, 2000
195. **Connor, W.A. and Swain, E.**, *Extension of the filling and emptying engine performance simulation method to include gas dynamic effects*. Conference on Turbocharging and Turbochargers, 1994. paper C484/042/94: p. 1-12.
196. **Elder, R.**, *Mathematical Modelling of Axial Flow Compressors*, PhD Thesis, Engineering, University of Leicester, 1972
197. **Hribernik, A., Dobovisek, Z., and Cernej, A.**, *Application of rotor characteristics for one dimensional turbine modelling*. Proceedings of IMechE, Turbocharging and Turbochargers, 1994. C484/034/94.
198. **Payri, F., Reyes, E., and Serrano, J.R.**, *A Model for Load Transients of Turbocharged Diesel Engines*. SAE Technical Paper 1999-01-0225, 1999: p. 363-375.
199. **Benajes, J., Luján, J.M., Bermudez, V., and Serrano, J.R.**, *Modelling of turbocharged diesel engines in transient operation. Part 1: Insight into the relevant physical phenomena*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2002. 216(5): p. 431-441.
200. **Payri, F., Benajes, J., Galindo, J., and Serrano, J.R.**, *Modelling of turbocharged diesel engines in transient operation. Part 2: wave action models for calculating the transient operation in a high speed direct injection engine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2002. 216(6): p. 479-493.
201. **Payri, F., Galindo, J., and Serrano, J.R.**, *Variable geometry turbine modelling and contro for turbocharged Diesel engine transient operation*. THIESEL 2000 Conference on Thermofluidynamic Processes in Diesel Engines, 2000: p. 173-189.
202. **Luján, J.M., Serrano, J.R., Cervelló Romero, C., Arnau, F.J., and Soltani, S.**, *A one-dimensional model for variable and fixed geometry radial turbines for turbochargers*. Proceedings of the IMechE 8th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, 2006: p. 97-117.
203. **Payri, F., Serrano, J., Fernandez, T., and Soltani, S.**, *Development of one-dimensional models for turbochargers and application to the improvement of engine intake/exhaust noise and volumetric efficiency*. FISITA World Automotive Congress, 2006. F2006P108.
204. **Serrano, J.R., Arnau, F.J., Dolz, V., Tiseira, A., and Cervelló, C.**, *A model of turbocharger radial turbines appropriate to be used in zero- and one-dimensional gas dynamics codes for internal combustion engines modelling*. Energy Conversion and Management, 2008. 49(12): p. 3729-3745.
205. **Payri, F.**, *Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations*. Journal of Sound and Vibration, 1995. 188(1): p. 85 - 110.
206. **Peat, K.S., Torregrosa, A.J., Broatch, A., and Fernández, T.**, *An investigation into the passive acoustic effect of the turbine in an automotive turbocharger*. Journal of Sound and Vibration, 2006. 295(1-2): p. 60-75.
207. **Torregrosa, A.J., Serrano, J.R., Dopazo, J., and Soltani, S.**, *Experiments on Wave Transmission and Reflection by Turbochargers in Engine Operating Conditions*. AE Technical Paper 2006-01-0022, 2006.
208. **Galindo, J., Luján, J.M., Serrano, J.R., Dolz, V., and Guilain, S.**, *Description of a heat transfer model suitable to calculate transient processes of turbocharged diesel engines with one-dimensional gas-dynamic codes*. Applied Thermal Engineering, 2006. 26(1): p. 66-76.
209. **Galindo, J., Serrano, J., Guardiola, C., and Cervello, C.**, *Surge limit definition in a specific test bench for the characterization of automotive turbochargers*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2006. 30(5): p. 449-462.
210. **Galindo, J., Serrano, J., Climent, H., and Tiseira, A.**, *Experiments and modelling of surge in small centrifugal compressor for automotive engines*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2008. 32(3): p. 818-826.

211. **Galindo, J., Climent, H., Guardiola, C., and Tiseira, A.,** *On the effect of pulsating flow on surge margin of small centrifugal compressors for automotive engines.* Experimental Thermal and Fluid Science, 2009. 33(8): p. 1163-1171.
212. **Galindo, J., Serrano, J.R., Arnau, F.J., and Piqueras, P.,** *High-frequency response of a calculation methodology for gas dynamics based on Independent Time Discretisation.* Mathematical and Computer Modelling, 2009. 50(5-6): p. 812-822.
213. **Galindo, J., Serrano, J.R., Climent, H., and Varnier, O.,** *Impact of two-stage turbocharging architectures on pumping losses of automotive engines based on an analytical model.* Energy Conversion and Management, 2010. 51(10): p. 1958-1969.
214. **Galindo, J., Arnau, F.J., Tiseira, A., and Piqueras, P.,** *Solution of the turbocompressor boundary condition for one-dimensional gas-dynamic codes.* Mathematical and Computer Modelling, 2010. 52(7-8): p. 1288-1297.
215. **Serrano, J.R., Arnau, F.J., Piqueras, P., Onorati, A., and Montenegro, G.,** *1D gas dynamic modelling of mass conservation in engine duct systems with thermal contact discontinuities.* Mathematical and Computer Modelling, 2009. 49(5-6): p. 1078-1088.
216. **Serrano, J.R., Arnau, F.J., Dolz, V., and Piqueras, P.,** *Methodology for characterisation and simulation of turbocharged diesel engines combustion during transient operation. Part 1: Data acquisition and post-processing.* Applied Thermal Engineering, 2009. 29(1): p. 142-149.
217. **Katrasnik, T.,** *Improved model to determine turbine and compressor boundary conditions with the method of characteristics.* International Journal of Mechanical Sciences, 2006. 48(5): p. 504-516.
218. **Katrasnik, T.,** *A Novel Algorithm for the Simulation of an Automotive Turbocharger Turbine.* Journal of Mechanical Engineering, 2006. 52(1): p. 15-25.
219. **Katrasnik, T.,** *Modelling of the twin-entry turbocharger turbine.* Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part D, Journal of automobile engineering, 2007. 221(4): p. 481 - 496.
220. **Katrasnik, T., Rodman, S., Trenc, F., Hribernik, A., and Medica, V.,** *Improvement of the Dynamic Characteristic of an Automotive Engine by a Turbocharger Assisted by an Electric Motor.* Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2003. 125(2): p. 590.
221. **Piscaglia, F., Onorati, A., Marelli, S., and Capobianco, M.,** *Unsteady Behavior in Turbocharger Turbines: Experimental Analysis and Numerical Simulation.* SAE Technical Paper 2007-24-0081, 2007.
222. **Costall, A.,** *Modelling and experimental study of the unsteady effects and their significance for nozzleless and nozzled turbocharger turbine performance.* THIESEL 2006 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, 2006.
223. **Costall, A., Szymko, S., Martinez-Botas, R., Fillsinger, D., and Ninkovic, D.,** *Assessment of Unsteady Behavior in Turbocharger Turbines.* ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air, 2006. Paper no. GT2006-90348.
224. **Costall, A. and Martinez-Botas, R.,** *Fundamental Characterization of Turbocharger Turbine Unsteady Flow Behavior.* ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea, and Air, 2007. Paper no. GT2007-28317.
225. **Costall, A., McDavid, R.M., Martinez-Botas, R., and Baines, N.C.,** *Pulse performance modeling of a twin entry turbocharger turbine under full and unequal admission.* ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea, and Air, 2009. Paper no. GT2009-59406.
226. **Chiong, M.S., Rajoo, S., Martinez-Botas, R.F., and Costall, A.W.,** *Engine turbocharger performance prediction: One-dimensional modeling of a twin entry turbine.* Energy Conversion and Management, 2012. 57: p. 68-78.
227. **Bassett, M.D., Pearson, R.J., Fleming, N.P., and Winterbone, D.E.,** *A Multi-Pipe Junction Model for One-Dimensional Gas-Dynamic Simulations.* SAE Technical Paper 2003-01-0370, 2003.
228. **Miyauchi, M. and Yoshiki, H.,** *A one dimensional passage modelling of a radial turbine on the basis of design specifications.* Proceedings of ImechE, Turbocharging and Turbochargers, 1994. C484/033/94.
229. **Hu, X. and Lawless, P.B.,** *A model for radial flow turbine performance in highly unsteady flow.* ASME Paper No. 2001-GT-312, 2001.
230. **Macek, J., Vávra, J., and Vítek, O.,** *1-D Model of Radial Turbocharger Turbine Calibrated by Experiments.* SAE Technical Paper 2002-01-0377, 2002.

231. **Vítek, O., Macek, J., and Polášek, M.,** *New Approach to Turbocharger Optimization using 1-D Simulation Tools*. SAE Technical Paper 2006-01-0438, 2006.
232. **Macek, J. and Vítek, O.,** *Simulation of Pulsating Flow Unsteady Operation of a Turbocharger Radial Turbine*. SAE Technical Paper 2008-01-0295, 2008.
233. **Macek, J., Vítek, O., Burič, J., and Doleček, V.,** *Comparison of Lumped and Unsteady 1-D Models for Simulation of a Radial Turbine*. SAE Int. J. Engines, 2009. 2(1): p. 173-188.
234. **Lam, J.K.W., Roberts, Q.D.H., and McDonnell, G.T.,** *Flow modelling of a turbocharger turbine under pulsating flow*. Proceedings of IMechE, Turbocharging and Turbochargers, 2002. C602/025/2002: p. 181–197.
235. **Palfreyman, D. and Martinez-Botas, R.F.,** *turbocharger turbine unsteady computational study*. THIESEL 2004 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, 2004.
236. **Palfreyman, D. and Martinez-Botas, R.,** *The Pulsating Flow Field in a Mixed Flow Turbocharger Turbine: An Experimental and Computational Study*. Journal of Turbomachinery, 2005. 127(1).
237. **Hellström, F.,** *Numerical computations of the unsteady flow in a radial turbine.*, PhD Thesis, KTH Mechanics, Royal Institute of Technology., 2008
238. **Hellström, F. and Fuchs, L.,** *Effects of Inlet Conditions on the Turbine Performance of a Radial Turbine*. ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air, 2008. Paper no. GT2008-51088.
239. **Hellström, F. and Fuchs, L.,** *Numerical computations of pulsatile flow in a turbo-charger*. AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2008. AIAA-2008-073.
240. **Hellström, F. and Fuchs, L.,** *Numerical computation of the pulsatile flow in a turbocharger with realistic inflow conditions from an exhaust manifold*. ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea, and Air, 2009. Paper No: GT2009-59619.
241. **Hamel, M., Abidat, M., and Litim, S.A.,** *Investigation of the mixed flow turbine performance under inlet pulsating flow conditions*. Comptes Rendus Mécanique, 2012. 340(3): p. 165-176.
242. **Tucker, P.G.,** *Computation of unsteady turbomachinery flows: Part 1—Progress and challenges*. Progress in Aerospace Sciences, 2011. 47(7): p. 522-545.
243. **Tucker, P.G.,** *Computation of unsteady turbomachinery flows: Part 2—LES and hybrids*. Progress in Aerospace Sciences, 2011. 47(7): p. 546-569.
244. **Winterbone, D.E., Nikpour, B., and Alexander, G.I.,** *Measurement of the performance of a radial inflow turbine in conditional steady and unsteady flow*. Proceedings of IMechE, Turbocharging and Turbochargers, 1990. C405/015: p. 153–162.
245. **Winterbone, D.E., Nikpour, B., and Frost, H.,** *A contribution to the understanding of turbocharger turbine performance in pulsating flow*. Proceedings of IMechE, Conference on Internal Combustion Engine Research, 1991. C433/011: p. 19-29.
246. **Capobianco, M. and Gambarotta, A.,** *Influence of the pulsating flow operation on the turbine characteristics of a small internal combustion engine turbocharger*, in *IMEchE - International Conference on The Small Internal Combustion Engine*. 1989: London.
247. **Capobianco, M. and Gambarotta, A.,** *Unsteady flow performance of turbocharger radial turbine*. Proceedings of IMechE, Turbocharging and Turbochargers, 1990. Paper C405/017: p. 123-132.
248. **Capobianco, M., Gambarotta, A., and Cipolla, G.,** *Effect of inlet pulsating pressure characteristics on turbine performance of an automotive wastegated turbocharger*. SAE Paper 900359, 1990.
249. **Capobianco, M. and Gambarotta, A.,** *Variable geometry and waste-gated automotive turbocharger: measurements and comparison of turbine performance*. J. Eng. Gas Turbines Power 1992. 114(3): p. 553-560.
250. **Capobianco, M. and Marelli, S.,** *Transient Performance of Automotive Turbochargers: Test Facility and Preliminary Experimental Analysis*. SAE Technical Paper 2005-24-066, 2005.
251. **Capobianco, M. and Marelli, S.,** *Unsteady flow behaviour of the turbocharging circuit in downsized si automotive engines*. FISITA World Automotive Congress, 2006. F2006P119.
252. **Capobianco, M. and Marelli, S.,** *Turbocharger turbine performance under steady and unsteady flow: test bed analysis and correlation criteria*, in *IMEchE - 8th International Conference on Turbochargers and Turbocharging*. 2006: London.
253. **Capobianco, M. and Marelli, S.,** *Waste-Gate Turbocharging Control in Automotive SI Engines: Effect on Steady and Unsteady Turbine Performance*. SAE Technical Paper 2007-01-3543, 2007.

254. **Ehrlich, D.A.**, *Characterization of unsteady on-engine turbocharger turbine performance*, PhD Thesis, Purdue University, 1998
255. **Karamanis, N.**, *Inlet and exit flow characteristics of mixed flow turbines in advanced automotive turbocharging*. PhD Thesis, University of London, 2000.
256. **Karamanis, N., Martinez-Botas, R.F., and Su, C.C.**, *Mixed Flow Turbines: Inlet and Exit Flow Under Steady and Pulsating Conditions*. Journal of Turbomachinery, 2001. 123(2): p. 359.
257. **Karamanis, N. and Martinez-Botas, R.F.**, *Mixed-flow turbines for automotive turbochargers: steady and unsteady performance*. IMechE, International Journal of Engine Research, 2002. 3(3).
258. **Arcoumanis, C., Karamanis, N., Martinez-Botas, R., and Su, C.C.**, *Unsteady characteristic of a mixed flow turbocharger turbine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1999. C557/030/99: p. 905 - 922.
259. **Pesiridis, A. and Martinez-Botas, R.**, *Experimental Evaluation of Active Flow Control Mixed-Flow Turbine for Automotive Turbocharger Application*. ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air, 2005. Paper no. GT2005-68830: p. 881-895
260. **Pesiridis, A. and Martinez-Botas, R.F.**, *Experimental Evaluation of Active Flow Control Mixed-Flow Turbine for Automotive Turbocharger Application*. Journal of Turbomachinery, 2007. 129(1): p. 44.
261. **Luján, J.M., Galindo, J., and Serrano, J.R.**, *Efficiency Characterization of Centripetal Turbines under Pulsating Flow Conditions*. SAE Technical Paper 2001-01-0272, 2001.
262. **Szymko, S., Martinez-Botas, R., Pullen, K.R., McGlashan, N.R., and Chen, H.**, *A high speed, permanent magnet eddy-current dynamometer for turbocharger research*. 7th and 5th Int. Conf. of Turbocharging and Turbochargers, Proc. Inst. Mech. Eng., 2002. Paper No. C602-026: p. 213 – 224.
263. **Szymko, S., Martinez-Botas, R., and Pullen, K.R.**, *Experimental evaluation of turbocharger turbine performance under pulsating flow conditions*. ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air, 2005. Paper no. GT2005-68878: p. 1447-1457
264. **Hakeem, I., Su, C.C., Costall, A., and Martinez-Botas, R.F.**, *Effect of volute geometry on the steady and unsteady performance of mixed-flow turbines*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, 2007. 221(4): p. 535-549.
265. **Rajoo, S. and Martinez-Botas, R.**, *Experimental study on the performance of a variable geometry mixed flow turbine for automotive turbocharger*. IMechE 8th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, 2006: p. 183 - 192.
266. **Rajoo, S. and Martinez-Botas, R.F.**, *Improving Energy Extraction from Pulsating Exhaust Flow by Active Operation of a Turbocharger Turbine*. SAE Technical Paper 2007-01-1557, 2007.
267. **Rajoo, S. and Martinez-Botas, R.**, *Variable Geometry Mixed Flow Turbine for Turbochargers: An Experimental Study*. International Journal of Fluid Machinery and Systems, 2008. 1(1): p. 155 - 168.
268. **Rajoo, S. and Martinez-Botas, R.F.**, *Unsteady Effect in a Nozzled Turbocharger Turbine*. Journal of Turbomachinery, 2010. 132(3).
269. **Rajoo, S. and Martinez-Botas, R.**, *Mixed Flow Turbine Research: A Review*. Journal of Turbomachinery, 2008. 130(4).
270. **Copeland, C.D., Martinez-Botas, R., and Seiler, M.**, *Comparison Between Steady and Unsteady Double-Entry Turbine Performance Using the Quasi-Steady Assumption*. Journal of Turbomachinery, 2011. 133(3).
271. **Copeland, C.D., Newton, P.J., Martinez-Botas, R., and Seiler, M.**, *The Effect of Unequal Admission on the Performance and Loss Generation in a Double-Entry Turbocharger Turbine*. Journal of Turbomachinery, 2012. 134(2).
272. **Copeland, C.D., Martinez-Botas, R., and Seiler, M.**, *Unsteady Performance of a Double Entry Turbocharger Turbine With a Comparison to Steady Flow Conditions*. Journal of Turbomachinery, 2012. 134(2).
273. **Newton, P., Copeland, C., Martinez-Botas, R., and Seiler, M.**, *An audit of aerodynamic loss in a double entry turbine under full and partial admission*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2011.
274. **Loudon, C. and Tordesillas, A.**, *The Use of the Dimensionless Womersley Number to Characterize the Unsteady Nature of Internal Flow*. Journal of Theoretical Biology, 1998. 191(1): p. 63-78.
275. **Rohlf, K.**, *The role of the Womersley number in pulsatile blood flow a theoretical study of the Casson model*. Journal of Biomechanics, 2001. 34: p. 141-148.

276. **Greitzer, E.M., Tan, C.S., and Graf, M.B.**, *Internal Flow: Concepts and Applications*. 2004: Cambridge University Press.
277. **Szymko, S., McGlashan, N.R., Martinez-Botas, R., and Pullen, K.R.**, *The development of a dynamometer for torque measurement of automotive turbocharger turbines*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2007. 221(2): p. 225-239.
278. **Iwasaki, M., Ikeya, N., Marutani, Y., and Kitazawa, T.**, *Comparison of Turbocharger Performance Between Steady Flow and Pulsating Flow on Engines*. SAE Technical Paper 940839, 1994.
279. **Westin, F. and Ångström, H.**, *Calculation Accuracy of Pulsating Flow through the Turbine of SI-Engine Turbochargers - Part 1 Calculations for Choice of Turbines with Different Flow Characteristics*. SAE Technical Paper 2005-01-0222, 2005.
280. **Westin, F. and Ångström, H.**, *Calculation Accuracy of Pulsating Flow through the Turbine of SI-engine Turbochargers - Part 2 Measurements, Simulation Correlations and Conclusions*. SAE Technical Paper 2005-01-3812, 2005.
281. **Winkler, N., Ångström, H., and Olofsson, U.**, *Instantaneous On-Engine Twin-Entry Turbine Efficiency Calculations on a Diesel Engine*. SAE Technical Paper 2005-01-3887, 2005.
282. **Elmaleh, A.**, *Contribution à la caractérisation du fonctionnement des turbocompresseurs de suralimentation*, PhD Thesis, University of Paris VI, 1981
283. **Konishi, K. and Yoshiki, H.**, *Characteristics radial inward turbines for exhaust gas turbochargers under nonsteady flow conditions*. Japan Society of Mechanical Engineers (JSME) International Journal, 1992. 35(2): p. 228 - 237.
284. **Solhjoei, N.**, *Etude des caractéristiques des turbocompresseurs en écoulements pulsés*, PhD Thesis, University of Paris VI, 1983
285. **Geng, Z.Y.**, *Effet de l'écoulement pulsé sur le fonctionnement d'un groupe « moteur-turbocompresseur »*, PhD Thesis, University of Paris VI, 1984
286. **Hammoud, A.A.**, *Influence de l'écoulement pulsé sur le comportement d'une petite turbine de suralimentation*, PhD Thesis, ENSAM St-Cyr-l'Ecole, 1992
287. **Nikpour, B.**, *Measurement of the performance of a radial inflow turbine*. Phd Thesis, University of Manchester, 1990.
288. **McDonnell, G.T., Artt, D.W., and Spence, S.W.T.**, *The design, development, and testing of a hydraulic turbine dynamometer*. Proceedings of the IMechE, Turbocharging and Air Management Systems, 1998. C544/025/98: p. 145-156.
289. **Baka, E.**, *Calculation of the hydrodynamic load carrying capacity of porous journal bearings*. Periodica Polytechnica, Ser. Mech. Eng., 2002. 46(1): p. 3-14.
290. **Taylor, R.I.**, *Engine downsizing - Lubrication Implication*, in *IMechE Conference on Fuel Economy & Engine Downsizing*. 2004: London.
291. **Taylor, R.I.**, *Simplifications to the short bearing approximation*. Proceedings of the IMechE, Part J Journal of Engineering Tribology, 2004. 218(6): p. 569-573.
292. **Dibua, I.T.O.**, *Development of a high power density motor for aircraft propulsion*, PhD Thesis, Mechanical Engineering, Texas A&M University, 2006
293. **Tropea, C., Yarin, A., and Foss, J.**, *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Vol. 1. 2007: Springer. 1557.
294. **Mottram, R.C.**, *An overview of pulsating flow measurement*. Journal of Flow Measurement and Instrumentation, 1992. 3(3): p. 114 - 117.
295. **Dane, H.J.**, *Ultrasonic measurement of unsteady gas flow*. Flow Measurement and Instrumentation, 1998. 8(3-4): p. 183-190.
296. **Mottram, R.C.**, *Damping criteria for pulsating gas flow measurement*. Flow Measurement and Instrumentation, 1989. 1(1): p. 15-23.
297. **Sasayama, T., Nishimura, Y., Sakamoto, S., and Hirayama, T.**, *A solid-state air flow sensor for automotive use*. Sensors and Actuators, 1983. 4(0): p. 121-128.
298. **Marelli, S. and Capobianco, M.**, *Measurement of Instantaneous Fluid Dynamic Parameters in Automotive Turbocharging Circuit*, in *9th International Conference on Engines and Vehicles*. 2009, SAE International: Naples, ITALY.

299. **Pullen, K.R.**, *The Design and Development of a Small Gas Turbine and High Speed Generator*. Phd Thesis, University of London, 1991.
300. **Dunn, J.R.**, *Thermocouple Transient Response Characteristics*, in *Report of Thermal Systems Laboratory*. 1997.
301. **Bruneau, M.**, *Manuel d'acoustique fondamentale*. 1998: Hermès.
302. **Baines, N.C., Wallace, F.J., and Whitfield, A.**, *Computer Aided Design of Mixed Flow Turbines for Turbochargers*. Journal of Engineering for Power, 1979. 101(3): p. 440 - 449.
303. **Mohtar, H., Chesse, P., and Chalet, D.**, *Describing uncertainties encountered during laboratory turbocharger compressor tests*. Experimental Techniques, 2011.
304. **Deligant, M.**, *Caractérisation numérique et expérimentale des performances d'un turbocompresseur automobile aux bas régimes de rotation*, PhD Thesis, Génie des procédés et technologies avancées, Paris VI and CNAM, 2011
305. **Chalet, D., Chesse, P., Tauzia, X., and Hetet, J.F.**, *Comparison of different methods for the determination of pressure wave in the inlet and exhaust systems of Internal Combustion Engine*. SAE Technical Paper 2006-01-1542, 2006.
306. **Chalet, D., Mahe, A., Migaud, J., and Hetet, J.F.**, *A frequency modelling of the pressure waves in the inlet manifold of internal combustion*. Applied Energy, 2011. 88(9): p. 2988-2994.
307. **Chalet, D. and Chesse, P.**, *Fluid dynamic modelling of junctions in internal combustion engine inlet and exhaust systems*. Journal of Thermal Science, 2010. 19(5): p. 410-418.
308. **Chalet, D., Mahe, A., Hetet, J.F., and Migaud, J.**, *A new modeling approach of pressure waves at the inlet of internal combustion engines*. Journal of Thermal Science, 2011. 20(2): p. 181-188.
309. **Chalet, D., Mahe, A., Migaud, J., and Hetet, J.F.**, *Multi-frequency modelling of unsteady flow in inlet manifold of internal combustion engine*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D, Journal of Automobile Engineering,, 2012. 226(5): p. 648-658.
310. **Davies, P.O.A.L.**, *Practical flow duct acoustics* Journal of Sound and Vibration, 1988. 120(1): p. 91-115.
311. **Fritsch, F.N. and Carlson, R.E.**, *Monotone Piecewise Cubic Interpolation*. SIAM Journal on Numerical Analysis, 1980. 17(2): p. 238-246.
312. **Constantini, P. and Morandi, R.**, *An algorithm for computing shape-preserving cubic spline interpolation to data*. Journal of Mathematics and Statistics, 1984. 21(4): p. 295-305.
313. **Wolberg, G. and Alf, I.**, *Monotonic Cubic Spline Interpolation*. proceeding of: Computer Graphics International, 1999.







## **Résumé :**

La technique du downsizing, passant par l'augmentation du taux de suralimentation, réalisée le plus souvent par un turbocompresseur implique l'optimisation de la récupération de l'énergie des gaz d'échappement par la turbine. Dans ce cadre, une étude bibliographique a été orientée sur deux axes de recherche : la caractérisation expérimentale et les méthodes de modélisation des performances des turbomachines fonctionnant dans des conditions d'écoulement pulsé.

Par la suite, deux modèles bibliographique ont été sélectionnés et analysés. Un modèle de puissance spécifique a été intégré à chacun de ces modèles. Ensuite, une étude quantitative, une étude qualitative et une étude acoustique, ont été développées, permettant d'évaluer les performances instantanées, moyennes, et acoustiques d'une turbine fonctionnant en régime instationnaire.

Afin de prospector les différentes voies d'améliorations des modélisations des turbines fonctionnant en écoulement pulsé, trois nouveaux modèles ont été testés. Ces modèles font appel à une méthode d'extrapolation des champs des valeurs caractéristiques et utilisent une interpolation directe de ces champs. De même que pour les modèles issus de la littérature, des études quantitatives, qualitatives et acoustiques ont été menées dans le but de comparer les performances et l'apport de chaque type de modélisation.

Enfin, des expérimentations sur banc d'essais ont été réalisées pour différentes géométries de turbines et pour différentes conditions de fonctionnement. Une méthode permettant le calcul du rendement instationnaire de la turbine a été proposée. De plus, une étude portant sur la caractérisation acoustique de la turbine a été effectuée.

**Mots-clés :** Dynamique des fluides, Suralimentation, Turbines centripètes, Ecoulements pulsés, modélisation unidimensionnelle.

## **Abstract :**

The downsizing method consisting in the increase of the charge level, often performed by a turbocharger, implies to optimize the energy recovery from exhaust gas through the turbine. In this context, the literature review was focused on two axes of research: experimental characterization and the performance modeling methods of turbines operating under pulsating flow conditions.

Subsequently, two literature models were selected and analyzed. A specific power model has been integrated into each of them. Then, a quantitative study, a qualitative study and an acoustic study, were developed to evaluate the instantaneous performances, average, and acoustic, of a turbine operating in unsteady conditions.

To explore the different ways of turbines modeling improvements, operating under pulsed flow conditions, three new models were tested. These models use an extrapolation method of characteristics fields values, and use a direct interpolation of these fields. Similarly as for literature models, a quantitative, a qualitative and an acoustics studies were conducted to compare the performances and contribution of each type of modeling.

Finally, experiments on test bench were performed for different geometries and different turbine operating conditions. A method able to predict the unsteady turbine efficiency has been proposed. In addition, a study about the turbine's acoustic characterization has been completed.

**Keywords :** Gas dynamics, Turbocharging, Radial turbines, Pulsating flow, One-dimensional modeling.

**Discipline :** Sciences de l'Ingénieur